

25X1

Page Denied

Next 1 Page(s) In Document Denied

Л.В.Грошев, А.М.Демидов, В.И.Нелухов

СПЕКТРЫ γ -ЛУЧЕЙ,
ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ЗАХВАТЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ
ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ. I.

М о с к в а
1959 г.

В работе сравниваются экспериментально измеренные γ -спектры из реакции $/n, \gamma/$ на тепловых нейтронах с теоретически рассчитанными для двух законов изменения плотности уровней: $g(u) = g_0 e^{\frac{u}{T}}$ и $g(u) = g_0 e^{\sqrt{au}}$, где a и T — постоянные. Обсуждается влияние энергетической щели в спектре уровней четно-четных ядер на спектр γ -лучей в области $0,8 + 4$ Мэв. Наличие энергетической щели приводит к существенному различию спектров нечетно-нечетных и четно-четных ядер.

За последние несколько лет нами измерены спектры γ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов для большого числа элементов. Измерения были выполнены с помощью магнитного комптоновского спектрометра с разрешением 2%. Полученные результаты собраны в атласе [1], изданном в 1958 году, и в ряде последующих статей [2], [3].

В данной работе мы рассмотрим некоторые закономерности для γ -спектров тяжелых элементов $A=100-200$, расположенных не очень близко от магических ядер. В спектрах таких элементов при разрешении 2% основная доля γ -переходов приходится на неразрешенную часть, форма которой в основном и будет нас интересовать. Для рассмотрения общей формы спектра измерения с магнитным комптоновским спектрометром весьма удобны, поскольку этот прибор позволяет измерять в одинаковых условиях почти весь спектр γ -лучей из реакции (n, γ) , а именно в интервале энергий от 0,3 до 12 Мэв.

Вопрос о форме неразрешенной части γ -спектра для тяжелых элементов был рассмотрен нами ранее в докладе на 3-й Ленинградской конференции [4]. В этом докладе было проведено сравнение неразрешенных частей спектра для тяжелых ядер с различными соотношениями чисел протонов и нейтронов и, в частности, было отмечено проявление эффекта спаривания нуклонов на форму γ -спектра в его верхней части. Эффект спаривания нуклонов проявляется в том, что верхняя граница неразрешенной части спектра у четно-четных ядер лежит приблизительно на 1,5 Мэв ниже энергии связи нейтрона в данном ядре, в то время как у нечетно-нечетных ядер две эти величины практически совпадают. Этот факт весьма четко иллюстрирует наличие энергетической щели вблизи основного состояния четно-четных ядер.

В данной статье вновь рассматривается вопрос об общей форме спектра и об ее зависимости от распределения плотностей уровней в тяжелых ядрах. Это вызвано с одной стороны окончанием расчетов формы спектра, проведенных с помощью численного

малых [5], а с другой стороны появлением ряда дополнительных выводов относительно формы спектра различных ядер при малых энергиях.

Для выявления интересующих нас особенностей в области малых энергий удобнее при изображении спектра откладывать по оси ординат величину $\sqrt{E_\gamma}$ - число фотонов на один захват нейтрона и на единичный интервал энергии /1 Мэв/, вместо $\sqrt{E_\gamma} N_\gamma$, как это делалось в предыдущих работах [4]. Абсолютные значения $\sqrt{E_\gamma}$ мы получали обычно путем нормирования энергии, излучаемой ядром, к энергии связи нейтрона.

На рис. 1 в качестве примера приведены γ -спектры четно-четного ядра Gd^{158} и нечетно-нечетного ядра Ho^{166} . Как видно из рисунка, в случае Gd^{158} на фоне неразрешенной части в нижней и верхней областях спектра выделяются отдельные пики, соответствующие монохроматическим линиям. Аналогичная картина характерна и для других четно-четных ядер. Для нечетно-нечетных ядер такие пики наблюдаются только в верхней части спектра.

В этой статье мы ограничимся рассмотрением γ -спектров только для четно-четных и нечетно-нечетных ядер с $100 < A < 200$.

Все спектры, за исключением случая гадолиния, получены с естественными смесями изотопов. В приводимых обозначениях мы будем указывать изотоп /или изотопы/, дающий основной вклад в излучаемый спектр. Атомный вес изотопа во всех случаях относится к излучающим ядрам, образующимся после захвата нейтрона.

В случае нечетно-нечетных излучающих ядер мы имеем спектры Rh^{104} , $Ag^{108,110}$, In^{116} , $Se^{122,124}$, La^{140} , Eu^{152} , Ho^{166} , Tu^{170} , Ta^{182} , $Re^{186,188}$, $Ir^{192,194}$ и Au^{198} . На рис. 2а приведены спектры для Rh , Ag , In и

56, а на рис. 26 для Mo , Tu , Ta и Re . Ядра первой группы имеют атомный вес $A \sim 110$ и являются сферическими. Для второй группы $A \sim 175$ и все они принадлежат к категории вытянутых ядер.

В случае четно-четных ядер мы имеем спектры Mo^{96} , Zr^{94} , $Sm^{116,118,120}$, Nd^{144} , Sm^{150} , Gd^{156} , Gd^{158} , Er^{168} , Hf^{178} , Pt^{196} и Hg^{200} .

На рис. 23 приведены спектры для четырех вытянутых ядер Gd^{156} , Gd^{158} , Er^{168} и Hf^{178} . Эти спектры получены из экспериментально измеренных путем срезания пиков с энергией меньшей 2 Мэв. Для Gd^{158} /см. рис. 1/ такое срежание показано пунктирной линией. Отбрасывание линий в области малых энергий делалось нами для удобства сравнения спектров различных ядер.

На рисунках 16, 7, 86 пунктирными линиями показаны экспериментальные ошибки измерения спектра. Т.к. ошибки возрастают при уменьшении энергии фотонов, все экспериментальные спектры построены для энергий $\geq 0,8$ Мэв.

Из рисунка 2 видно, что в пределах каждой из трех групп спектры могут быть представлены усредненной кривой. Полученные таким способом средние спектры приведены отдельно на рис. 3. Из этого рисунка видно, что спектры для двух групп нечетно-нечетных ядер /кривые I, II/ не сильно различаются между собой. Поэтому следовало бы брать средний спектр для всех 8 нечетно-нечетных изотопов, как мы это вначале и делали. Однако более детальный анализ показывает наличие одной особенности, повторяющейся во всех спектрах ядер с $A \sim 175$, которая отсутствует

в ядрах с $A \sim 110$. Здесь мы имеем в виду наличие небольшой выпуклости у кривой Π в области энергий 2-3 Мэв. Такое различие в спектрах выявляется и при теоретических расчетах /подробнее см. следующую статью/.

Разбиение спектров нечетно-нечетных ядер на две группы оказывается рациональным и по той причине, что энергия связи нейтрона B_n для ядер с $A \sim 110$ в среднем оказывается несколько более высокой, чем у ядер с $A \sim 175$, как это следует из таблицы I.

Таблица I

Ядро	^{104}Rh	^{108}Ag /30%/*)	^{110}Ag /70%/	^{116}In	^{122}Sb /66%/	^{124}Sb /34%/	Среднее значение
B_n , Мэв	6,8	7,27	6,6	6,6	6,8	6,3	6,7
Ядро	^{166}Ho	^{170}Tm	^{182}Ta	^{186}Re /48%/	^{188}Re /52%/		Среднее значение
B_n , Мэв	6,2	6,6	6,06	6,2	5,94		6,2

*) В скобках указан вклад данного изотопа в сечение поглощения для тепловых нейтронов.

Для четно-четных изотопов, указанных на рис. 2в, энергия связи нейтрона соответственно равна 8,46; 7,87; 7,76 и 7,55 Мэв. Из приведенных цифр видно, что, как правило, в пределах каждой группы ядер энергии связи нейтрона различаются не очень сильно. По этой причине мы не делали приведения спектров к одному и тому же значению энергии связи.

Приведенные на рис. 3 средние экспериментальные спектры могут быть сопоставлены со спектрами, рассчитанными теоретиче-

8-

ски /см. следующую статью/. Эти расчеты проводились для энергии связи нейтрона, равной 6,4 Мэв у нечетно-нечетных ядер и 7,6 Мэв у четно-четных. Вычисления выполнены при двух законах изменения плотности уровней с энергией возбуждения $\rho(u) = \rho_0 e^{\sqrt{u}}$ и $\rho(u) = \rho_0 e^{\frac{u}{T}}$ при постоянных Q и T , причем в случае четно-четных ядер предполагалось, что указанные законы применяются, начиная с энергии Δ , где Δ ширина энергетической щели у основного состояния.

Для четно-четных ядер основные расчеты сделаны при $\Delta = 1,2$ Мэв, равной разности принятых в расчете энергий связи B_n у четно-четных и нечетно-нечетных ядер. По этой причине у четно-четных ядер эффективная энергия возбуждения - энергия отсчитываемая от верхнего края щели, составляет 6,4 Мэв и, следовательно, для обеих категорий ядер расчеты проводятся в одном и том же энергетическом интервале.

При законе $\rho = \rho_0 e^{\sqrt{u}}$ теоретические расчеты выполнены для значений Q , лежащих в интервале от 5 до 60 Мэв⁻¹, при законе $\rho = \rho_0 e^{\frac{u}{T}}$ для значений T , меняющихся через 0,1 Мэв между 0,4 и 1 Мэв и для $T = 1,2$ Мэв. В случае четно-четных ядер менялся также параметр $\alpha = \frac{1}{\rho_0} \frac{M_1}{M_2}$, где M_1 и M_2 представляют собой матричные элементы параллельных переходов из данного возбужденного состояния, идущих соответственно через щель в основное состояние или в состояние, лежащее над щелью /подробнее см. следующую статью/.

Сравнение средних экспериментальных спектров с теоретически рассчитанными кривыми дает возможность выбрать значения параметра "а", если $\rho = \rho_0 e^{\sqrt{u}}$, или параметра T , если $\rho = \rho_0 e^{\frac{u}{T}}$.

при $T = \text{Const.}$

Такое сравнение показано на рис. 4. На нем наряду со средними экспериментальными спектрами для ядер различных категорий приведено по три теоретических кривых, рассчитанных при законе $\rho = \rho_0 e^{-\frac{r}{a}}$ /верхняя часть рис. 4/ и при законе $\rho = \rho_0 e^{-\frac{r^2}{a}}$ /нижняя часть рис. 4/. Теоретические кривые построены во всех случаях для трех различных значений T или a /см. подпись по рис. 4/ выбранных так, что при промежуточных величинах T и a эти кривые наиболее близко подходят к экспериментальным спектрам /исключением является рис. 4в/.

На рис. 4 видно, что в случае нечетно-нечетных ядер для обоих законов изменения плотности, рассчитанные кривые при надлежащим образом выбранных параметрах оказываются достаточно близкими к экспериментальным спектрам.

Однако более детальное сопоставление кривых рис. 4 показывает /см. рис. 4а и г/, что в случае сферических ядер с $A \sim 110$ при законе $\rho = \rho_0 e^{-\frac{r}{a}}$ и $a = 15 \text{ Мэв}^{-1}$ имеется несколько лучшее согласие между экспериментальными и теоретическими спектрами, чем при другом законе изменения ρ . Оно может быть еще улучшено путем небольшого уменьшения величины "а".

Обратная картина имеет место для вытянутых ядер с $A \sim 175$. Здесь экспериментальный спектр всего лучше согласуется с теоретической кривой, рассчитанной при законе $\rho(r) = \rho_0 e^{-\frac{r^2}{a}}$ для $T = 0,8 \text{ Мэв}$. Наличие небольшого различия в спектрах нечетно-нечетных ядер с $A \sim 110$ и $A \sim 175$ может быть связано /см. следующую статью/ с различием в ходе плотности уровней в сферических и вытянутых ядрах. Следует еще раз напомнить, что различие

в спектрах для двух рассмотренных категорий нечетно-нечетных ядер является не особенно существенным и проявляется лишь в деталях хода кривых.

В случае четно-четных ядер согласие между экспериментальными и теоретическими спектрами не столь хорошее /см. рис. 4в и е/, как для нечетно-нечетных ядер. Однако при законе $\rho(u) = \rho_0 e^{-\alpha u}$ наименьшее расхождение между теми и другими кривыми получается при том же значении $T=0,8$ Мэв, что и для вытянутых нечетно-нечетных ядер с $A \sim 175$.

При использовании закона $\rho(u) = \rho_0 e^{-\alpha u}$ и $\alpha = 0,5$ теоретические кривые значительно хуже согласуются с экспериментальными спектрами. При значении $\alpha = 15 \text{ Мэв}^{-1}$, полученном из сравнения спектров для нечетно-нечетных ядер, теоретическая кривая сильно отличается от экспериментального спектра. Для меньших величин "а" расхождение несколько уменьшается, но все же остается значительно большим, чем у кривой 2 рис. 4е. Однако при проведении такого сопоставления для четно-четных ядер следует иметь в виду, что при обоих законах изменения плотности не исключена возможность получения более хорошо согласующихся результатов при значениях параметров α , больших чем $\alpha = 0,5$.

Отметим еще то существенное обстоятельство, что при рассмотренном выше сопоставлении экспериментальных и теоретических спектров для всех ядер сравнивается не только общий ход кривых, но и абсолютные значения $\gamma(E)$.

Перейдем теперь к сопоставлению приведенных на рис. 3 средних экспериментальных спектров нечетно-нечетных и четно-четных ядер. Из рис. 3 видно, что имеется существенное разли-

чие в нижних частях этих спектров. Оно заключается в том, что при переходе от нечетно-нечетных ядер к четно-четным в определенной части спектра значительно уменьшается число фотонов малых энергий с $E < 1,5$ Мэв и увеличивается число фотонов с энергией 2-4 Мэв.

Указанное изменение в спектре четно-четного ядра можно объяснить наличием энергетической щели в спектре уровней ядра, обусловленной спариванием нуклонов. Качественно это объясняется к следующему. При излучивании возбужденных состояний четно-четного ядра из-за наличия щели кроме γ -переходов непосредственно приводящих ядро к верхней границы щели /переходы типа "а"/ появляются параллельные переходы /тип "б"/, переводящие ядро через щель в основное или близкие к нему состояния, соответствующие коллективным возбуждениям. В сферических нечетно-нечетных ядрах имеют место только переходы типа "а". Фотоны, испускаемые в переходах типа "б", обладают значительно большей энергией по сравнению с переходами "а" и возникают за счет выключения гамильтоновых. Такой отток фотонов типа "б" будет играть все меньшую роль по мере увеличения энергии возбуждения ядра. С другой стороны при снижении энергии возбуждения до 1,5-2,0 Мэв хотя энергетически и выгоднее будет излучивание в основное состояние, тем не менее такие переходы могут оказаться запрещенными. В сферических ядрах здесь будут действовать обычные правила запреты, а у вытянутых ядер включится запрет по квантовому числу K . Указанные запреты приводят к усиленному заселению уровней, лежащих в районе ~ 1 Мэв, что наиболее резко проявляется в несферических ядрах. В спектрах таких ядер, при этом наблюдается

заем нами ранее [6], появляется группа интенсивных линий той же энергии /см. напр. рис. 1/. Из экспериментальных данных вытекает, что высвечивание несферических четно-четных ядер приблизительно в 50% случаев происходит через уровни, расположенные непосредственно над целью, и в таком же числе случаев переходами типа "б", идущими из более высоковозбужденных состояний.

Рассмотрим γ -спектры других ядер. На рис. 5 наряду со средним спектром для сферических нечетно-нечетных ядер приведен также экспериментальный спектр для Cd^{114} /как и у четных четно-четных ядер, здесь срезаем линии с энергией, меньше 2 Мэв/. В этом случае имеется качественно та же самая картина различия спектров четно-четных и нечетно-нечетных ядер, что и рассмотренная выше. Спектр Cd^{114} не был включен в ур. 1 по четно-четным ядрам, т.к. этот изотоп имеет значительную энергию связи нейтрона, равную 9 Мэв.

На рис. 6 приведены спектры следующих четно-четных ядер Mo^{96} , Sn^{116} , 118 , 120 и Nd^{144} . Неразрешенные части этих спектров имеют форму довольно близкую к спектрам нечетно-нечетных ядер. Этот результат можно понять, если более детально рассмотреть переходы типа "б", т.е. те переходы, которые характеризуются оттоком в основное состояние. Дело в том, что этот отток может идти не только на основное, но и на другие возбужденные состояния. Если в несферических четно-четных ядрах возбужденные уровни, на которые возможен отток, расположены при малых возбуждениях /100-300 кэв/, то в сферических ядрах, в частности в Mo^{96} , Sn^{116} и Nd^{144} , они расположены

-13-

бужденный уровень расположен при 0,78; 1,2 и 0,7 Мэв соответственно. При этом первый уровень собирает на себя до 90% всех распадов. Поскольку энергия спаривания нуклонов в рассматриваемых ядрах равна $1,5 + 2$ Мэв, то заметный отток не в основное состояние, а на нижние возбужденные уровни заметно уменьшается в этих ядрах эффективную ширину энергетической щели. Таким образом в рассматриваемых ядрах энергия переходов типа "б" отличается от энергии переходов типа "а" не на 1,5-2 Мэв, а на меньшую величину, равную эффективной ширине энергетической щели, что и приводит к значительному сглаживанию различия в γ -спектрах указанных четно-четных и нечетно-нечетных ядер.

Для ядра Cd^{114} мы также имеем большую заселенность первого уровня, имеющего энергию 0,56 Мэв. Однако, по-видимому, эффективная энергетическая щель в данном случае будет еще велика, так что она существенно влияет на форму спектра Cd^{114} .

Остановимся теперь на двух соседних ядрах Eu^{152} и Sm^{150} . Спектры этих ядер заметно отличаются от оредних спектров, приведенных выше. Для Sm^{150} это отличие заключается в большей высоте максимума спектра, а для Eu^{152} - в повышении спектра в области небольших энергий над спектрами других нечетно-нечетных ядер.

Интересно, однако, отметить, что при сравнении спектров Sm^{150} и Eu^{152} /см.рис.7/ качественно наблюдается та же самая картина, которая выше была установлена при сопоставлении спектров четно-четных и нечетно-нечетных ядер /см.рис.3/.

Как уже отмечалось ранее [4; 7], у элементов, лежащих вблизи дважды магического ядра Pb^{208} , спектры γ -лучей по

-14-

своей форме значительно отличаются от рассмотренных выше спектров тяжелых элементов, далеких от магических. На рис. 8а для примера приведен спектр Au^{198} . Там же дан теоретический спектр, рассчитанный в предположении, что плотность уровней дается формулой $\rho(u) = A e^{-\sqrt{u}}$ при $a = 5 \text{ Мэв}^{-1}$. Обе кривые достаточно близки между собой. Однако в работе [4] уже отмечалось, что столь резкое уменьшение величины "a" для Au^{198} не подтверждается другими экспериментами и указывалась иная причина такого существенного изменения формы спектра Au^{198} по сравнению со спектрами ядер, не близких к магическим.

Отметим, что и в этой области вполне четко наблюдается проявление энергетической щели в спектрах γ -лучей. На рис. 8б приведены экспериментальные спектры для соседних ядер нечетно-нечетного $J_z^{192; 194}$ и для четно-четного Pt^{196} . Из рисунка видно, что если отвлечься от изменения формы в верхней части спектра, связанного с переходом к $Z = 82$ и $N = 126$ /см. [4] /, то наблюдается качественно та же самая картина различия спектров четно-четных и нечетно-нечетных ядер, которая иллюстрируется рис. 3.

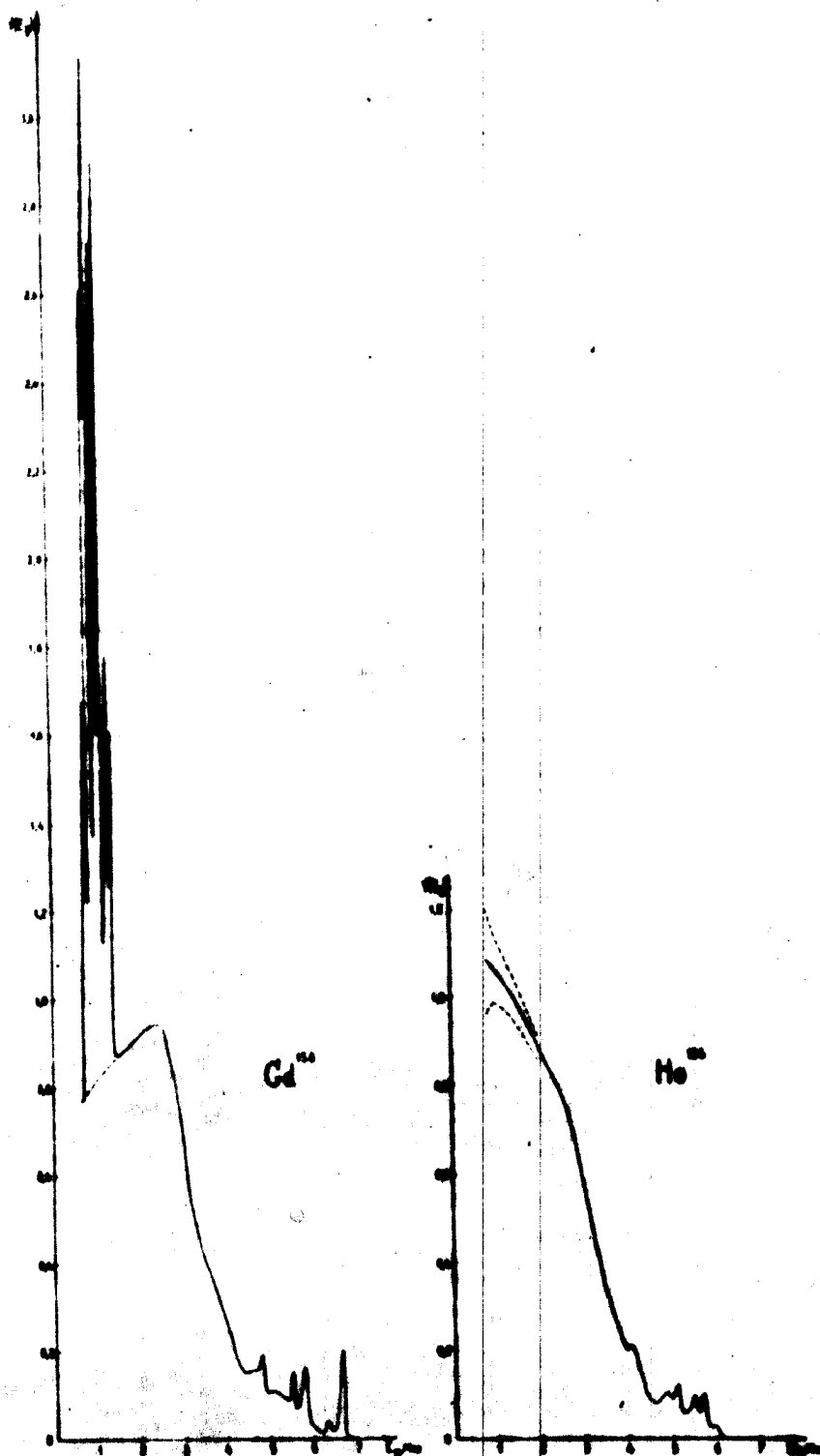


Рис. 1. Спектры γ -лучей Gd^{153} и Ho^{166} .

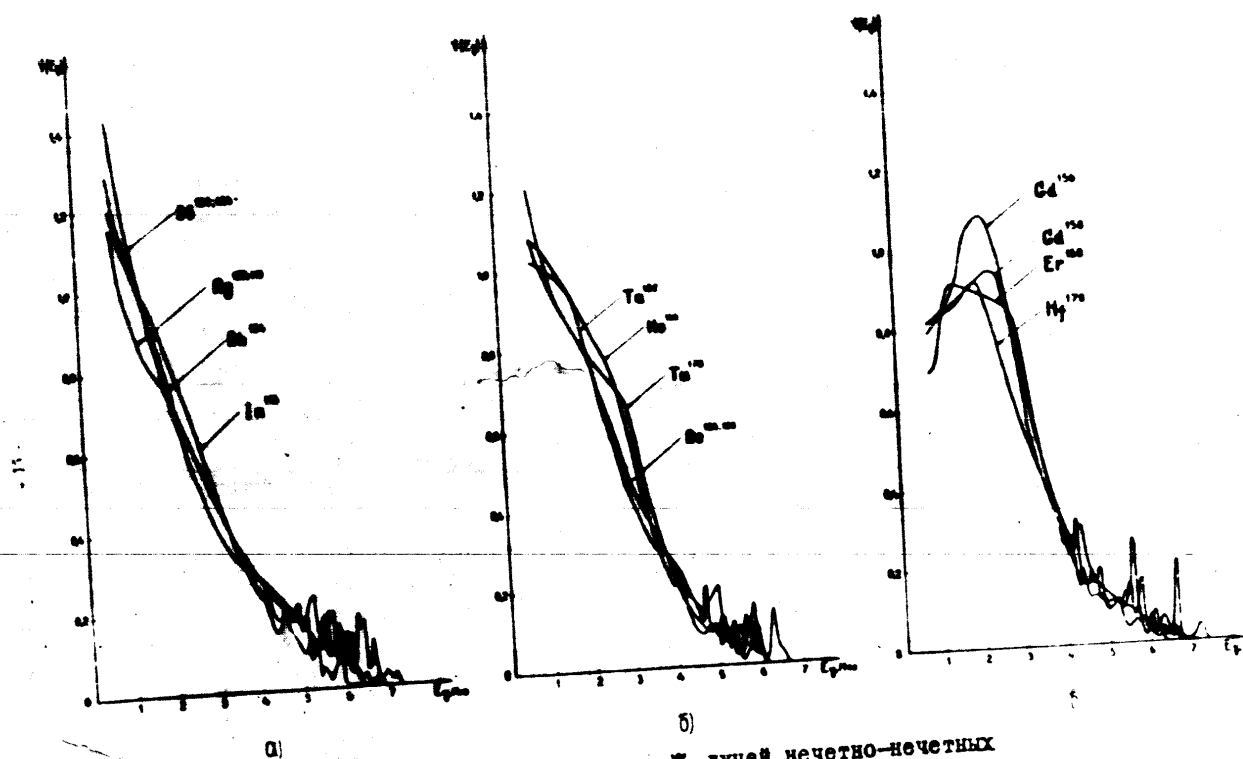


Рис. 2. Экспериментальные спектры γ -лучей нечетно-нечетных ядер с $A \sim 110$ /рис.а/, нечетно-нечетных ядер с $A \sim 175$ /рис.б/ и четно-четных несферических ядер/рис.в/.

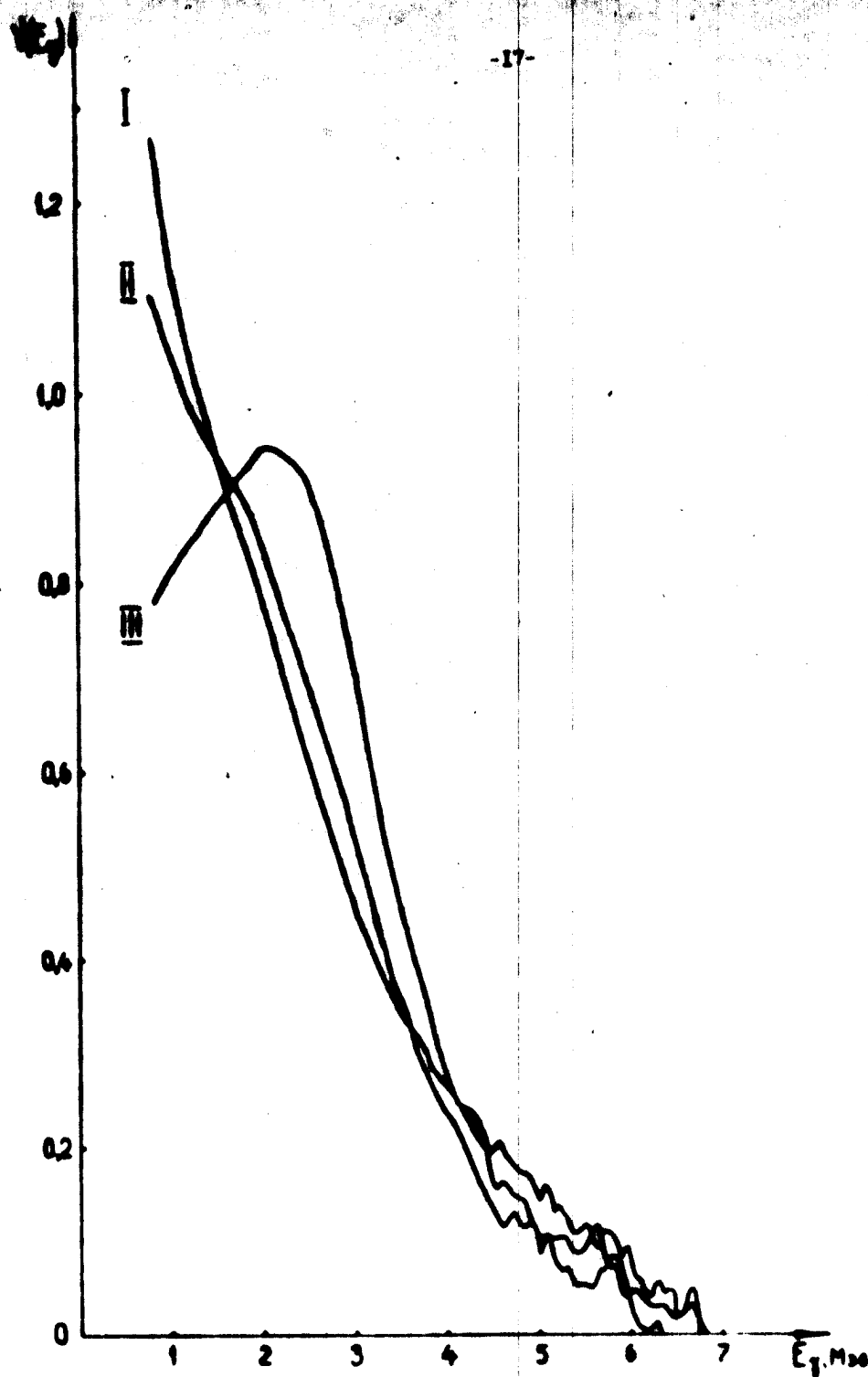


Рис. 3. Средние экспериментальные спектры для нечетно-нечетных ядер с $A \sim 110$ /I/, нечетно-нечетных ядер с $A \sim 175$ /II/ и четно-четных нефермических ядер /III/.

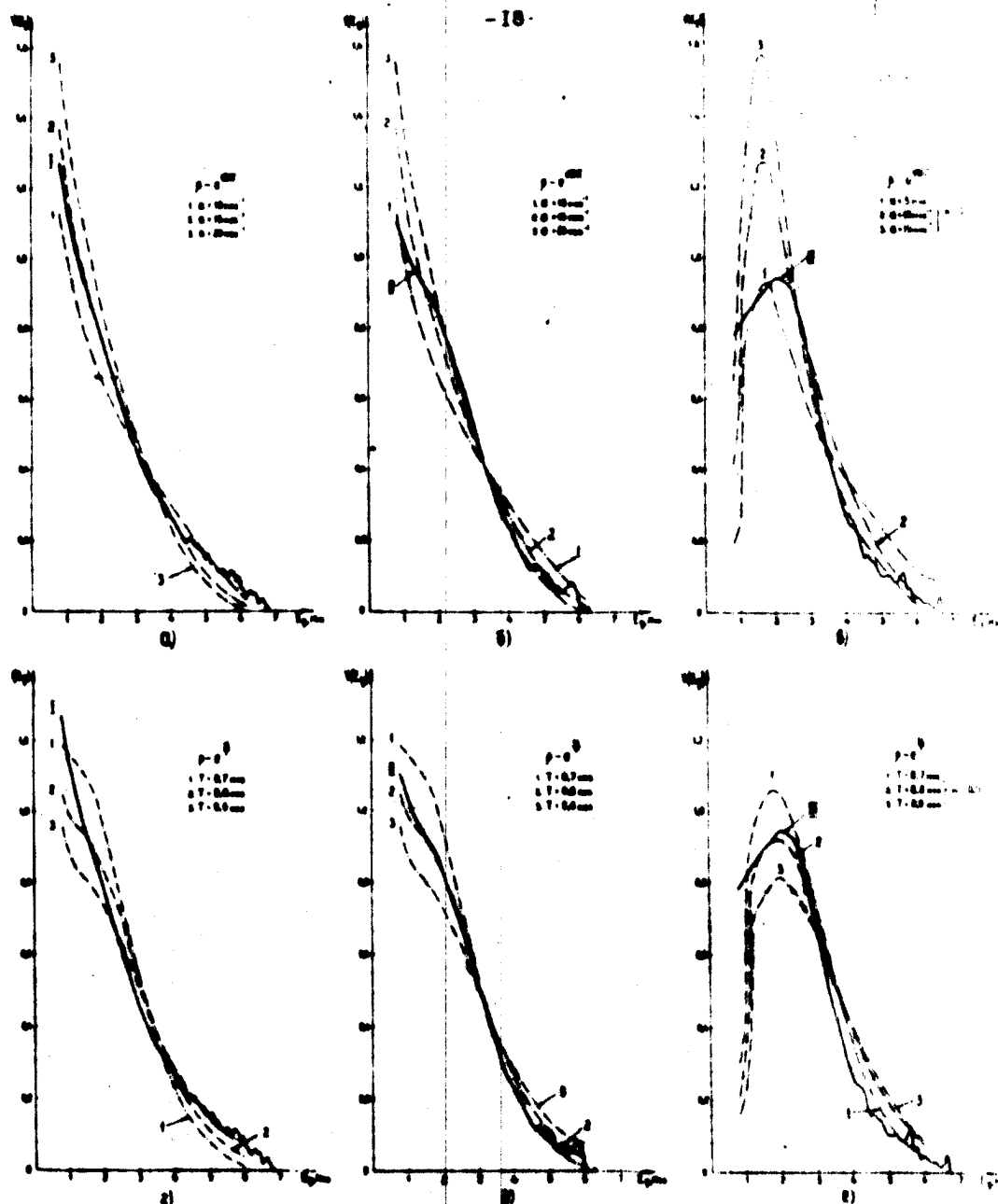


Рис. 4. Сравнение средних экспериментальных спектров для нечетно-нечетных ядер с $A \sim 110$ /рис. а и г/, нечетно-нечетных ядер с $A \sim 175$ /рис. б и д/ и четно-четных нефермионовских ядер /рис. в и е/ со спектрами, рассчитанными теоретически при двух законах изменения плотности уровней: $\rho \sim \sqrt{A}$ и $\rho \sim A^{1/3}$. Теоретические спектры изображены штрих-пунктирной линией.

- 19 -

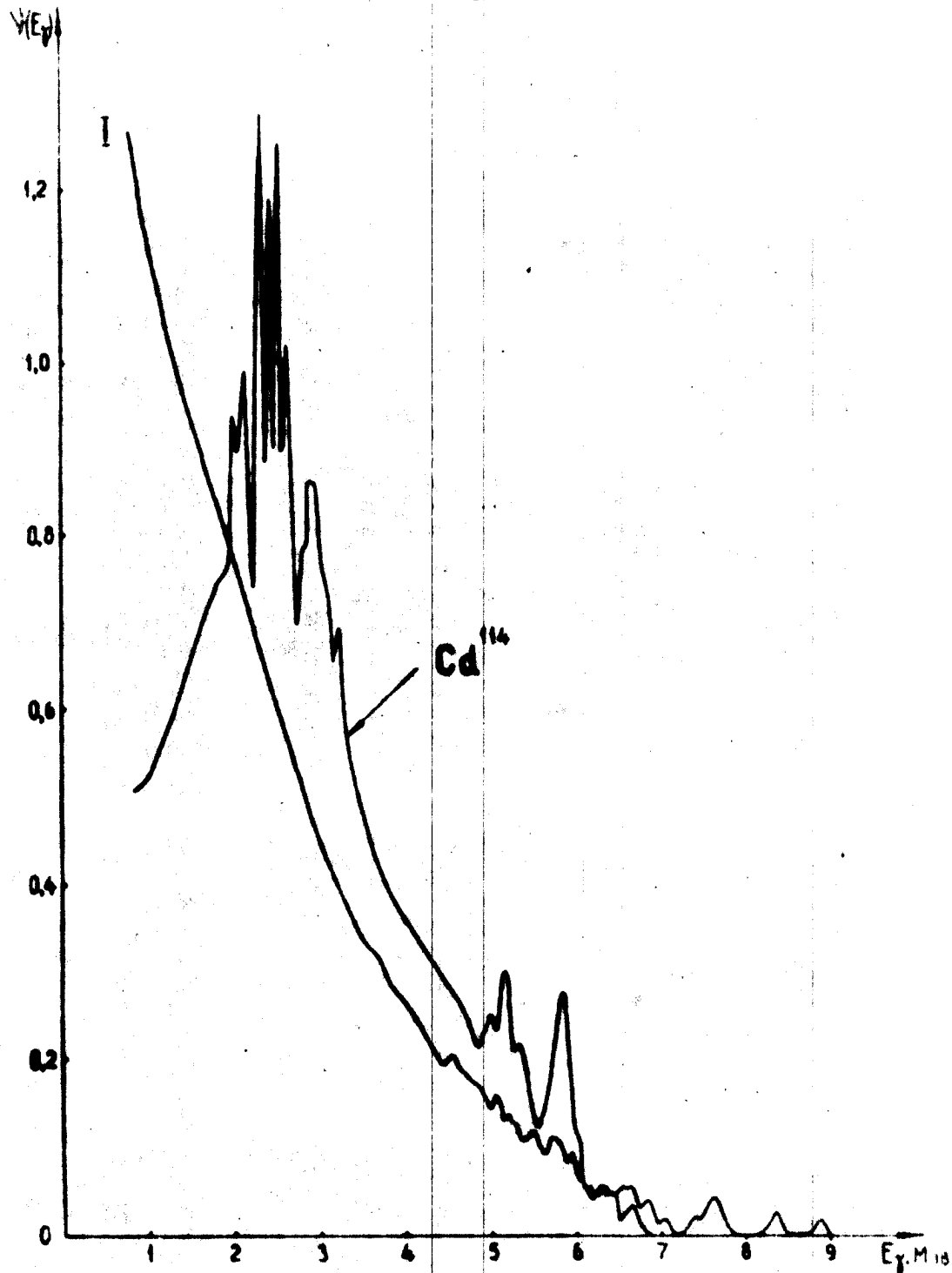


Рис. 5. Сравнение спектра Cd^{114} со средним экспериментальным спектром для нечетно-нечетных ядер с $A \sim 110$ /1/.

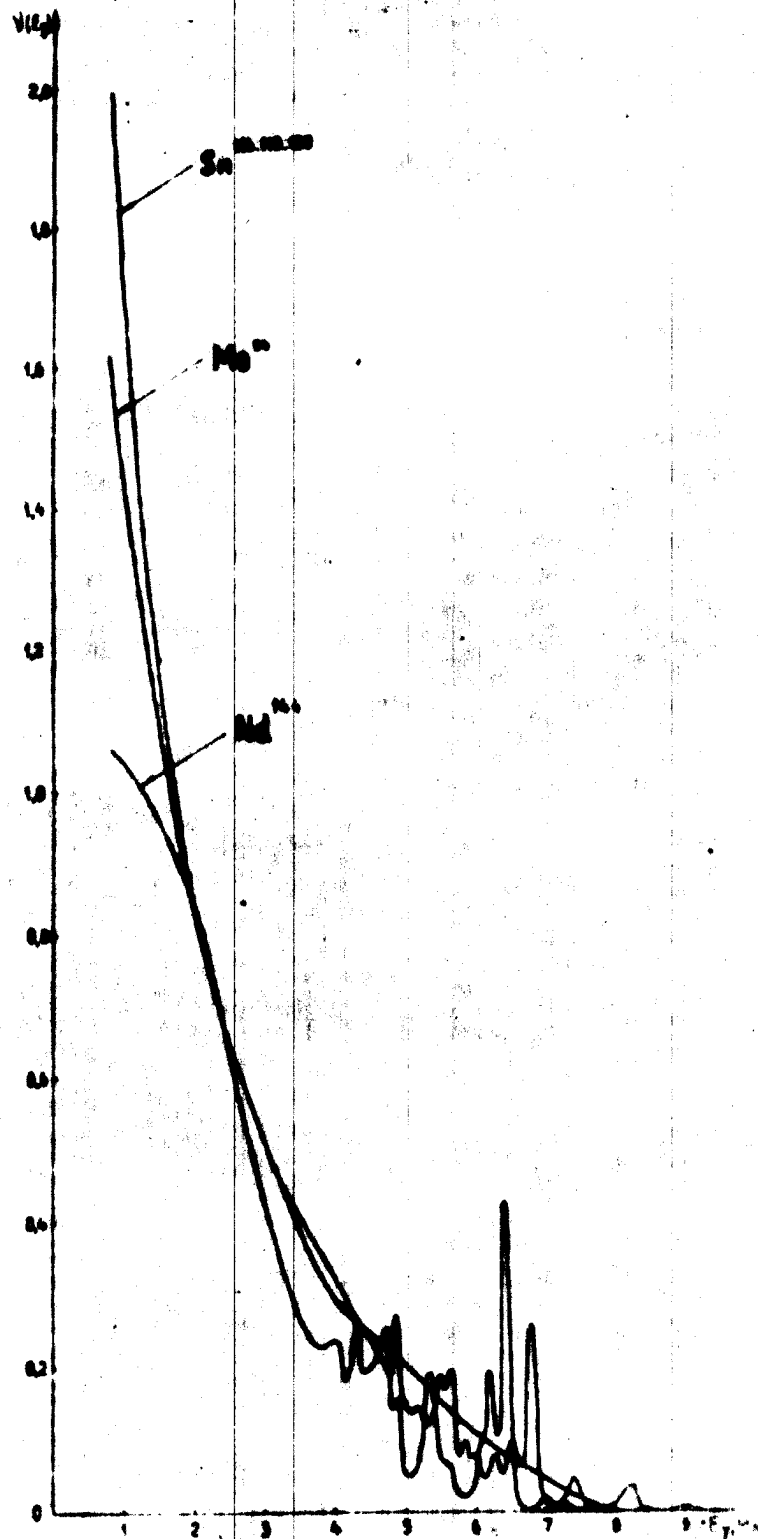
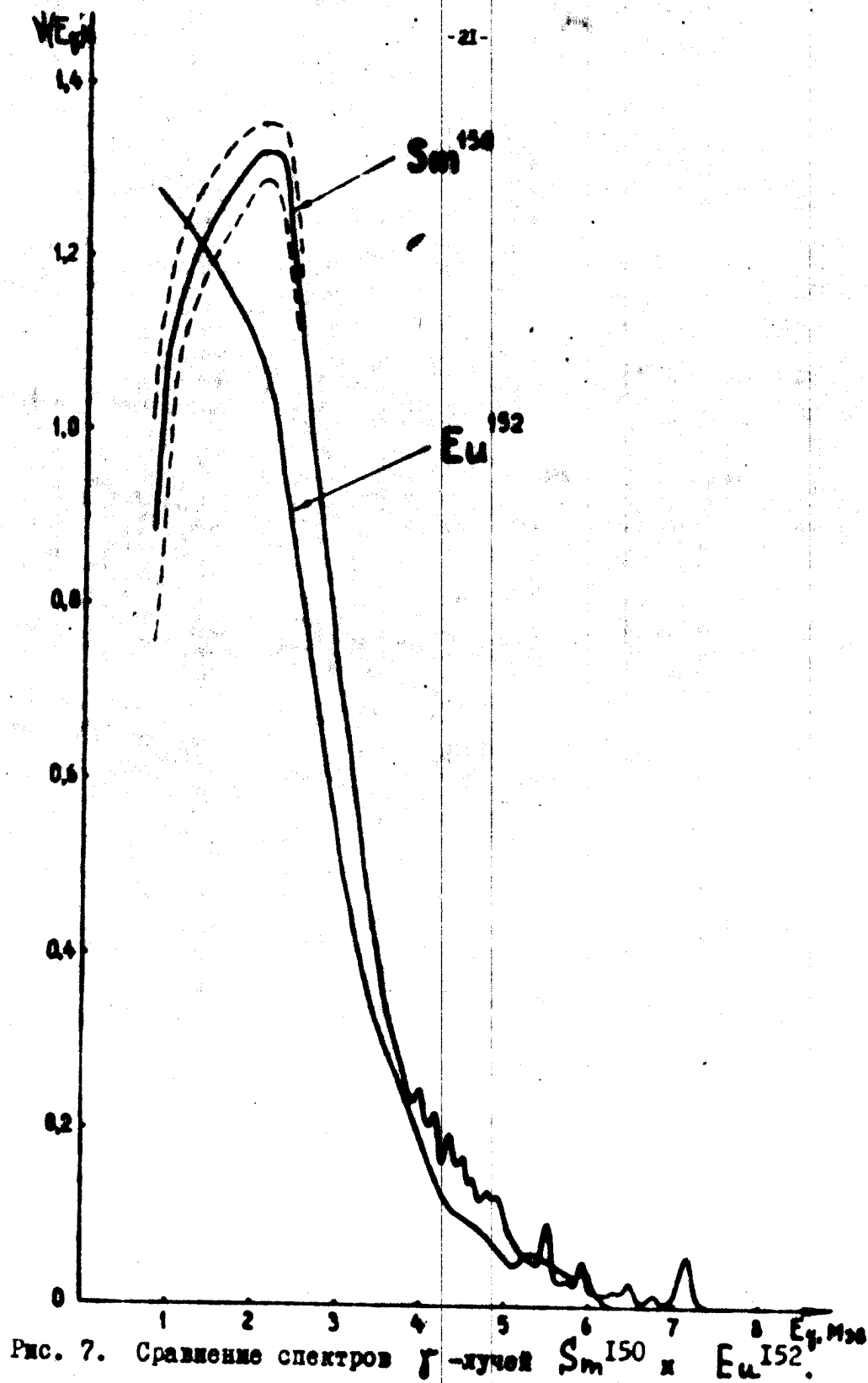


Рис. 6. Спектры γ -лучей Mo^{96} , $\text{Sn}^{116, 118, 120}$



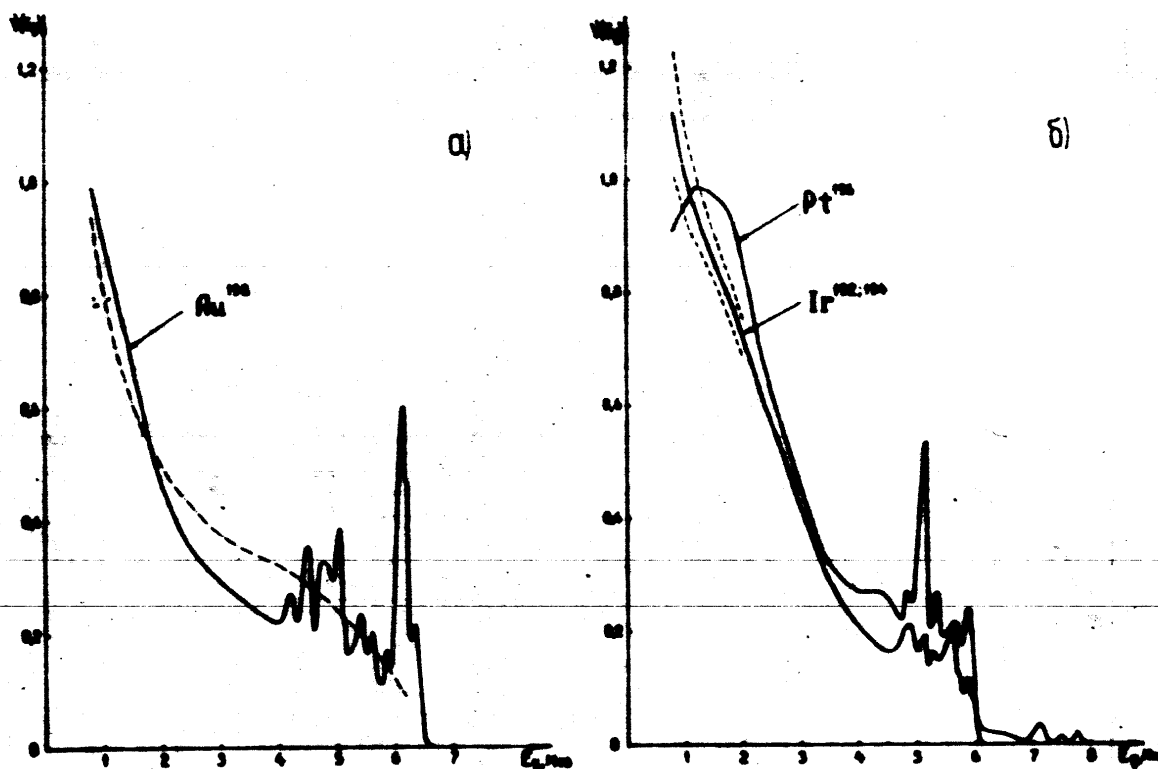


Рис. 8. Спектры γ -лучей ядер близких к $Z = 82$ и $N = 126$:
 а) сравнение экспериментального спектра Au^{198} с
 теоретически рассчитанным для $g = g_{\text{нук}}^{(1)}$ и
 $a = 5 \text{ Mev}^{-1}$ /трих-квантовая кривая/, б) сравне-
 ние спектров $I_{\gamma}^{192,194}$ и Pt^{196} .

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Л.В.Грошев, А.М.Демидов, В.Н.Луценко, В.И.Пелехов.
"Атлас спектров γ -лучей радиационного излучения
внешних нейтронов". Атомиздат. 1958 г.
2. Л.В.Грошев, В.Н.Гарринов, А.М.Демидов.
Атомная энергия 6, 281 /1959/.
3. Л.В.Грошев, А.М.Демидов, В.И.Пелехов.
Атомная энергия. В печати.
4. Л.В.Грошев, А.М.Демидов, В.Н.Луценко, В.И.Пелехов.
Доклады советских ученых на 2-ой Международной конфе-
ренции по мирному использованию атомной энергии. 1958 г.
Ядерная физика, стр. 281. Атомиздат. 1959 г.
5. В.М.Струтинский, Л.В.Грошев, М.К.Акимов / М.П.Грошев.
Атомная энергия 4, 5 /1958/.
6. Л.В.Грошев, А.М.Демидов, В.Н.Луценко, В.И.Пелехов.
Атомная энергия 4, 5 /1958/.
7. G.A. Bartholomew, P.J. Campen, J.W. Knowles, G. Martin.
Доклад на Аалумбинской конференции в 1958 г.

ИАН-43. Зак. № 219, тир. 100 экз. 1958 г.
Отв. за выпуск В.И.Пелехов.

ОРДЕНА ЛЕНИНА ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР

В. М. Струтинский, Л. В. Грошев, М. К. Акимова

СПЕКТРЫ γ -ЛУЧЕЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ЗАХВАТЕ
ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ. II.

МОСКВА
1959 г.

АННОТАЦИЯ

Вычисляются спектры γ -лучей, сопровождающих захват тепловых нейтронов. Спектры вычислены для дипольного γ -излучения для двух вариантов зависимости плотности уровней ядер от энергии. Из сравнения с экспериментальными спектрами определяются параметры формул для плотности уровней ядер. Полученные результаты для плотности уровней ядер сравниваются с данными, известными на основании двух экспериментов.

Захват теплового нейтрона атомным ядром приводит к образованию сравнительно сильно возбужденного ядра с энергией возбуждения 6-8 Мэв. В случае тяжелых ядер с атомным весом $A > 100$ из-за большой плотности уровней переход из возбужденного состояния, получающегося в результате захвата теплового нейтрона, может совершаться очень большим числом различных способов. В соответствии с этим в таких элементах подавляющая часть γ -переходов приходится на не-разрешенную при современной измерительной технике часть спектра. В случае легких ядер, а также тяжелых ядер, близких к магическим, из-за малой плотности уровней спектр γ -лучей является практически линейчатым ¹. В данной работе рассматриваются лишь сплошные спектры.

Как показывают экспериментальные данные, форма спектра γ -квантов в тяжелых ядрах является достаточно определенной и сравнительно мало меняется от ядра к ядру. Можно думать, поэтому, что спектр испускаемых квантов определяется, в основном, общими закономерностями распределения плотности ядерных уровней и мультипольностью радиационного перехода и мало зависит от конкретных свойств матричных элементов переходов.

В соответствии со статистической теорией, мы предположим, что относительная вероятность испускания γ -кванта с энергией ϵ ядром находящимся в некотором состоянии с энергией μ , дается формулой ²:

- 4 -

$$\omega(u, \epsilon) = \frac{2^u \rho(u, \epsilon)}{n(u)}, \quad (1)$$

где $\rho(u, \epsilon)$ есть плотность конечных состояний ядра. Предполагается, что распределение определяется одним только энергией начального и конечного состояний ядра. Некоторое основание этому можно видеть в том, что вероятность $\omega(u, \epsilon)$ имеет смысл относительной вероятности перехода усредненной по достаточно большому числу начальных и конечных состояний ядра. Распределение (1) нормировано на равную единице полную вероятность распада, откуда определяется нормировочный фактор $n(u)$:

$$n(u) = \int_0^{\infty} \epsilon^u \rho(u, \epsilon) d\epsilon. \quad (2)$$

Средний матричный элемент перехода, который мы считаем константой, не входит в формулу (1). Константа и равна $2\epsilon + 1$, где ϵ - мультиплицируемость излучения.

Для расчета полного спектра γ -излучения ядра нужно просуммировать спектры всех ступеней каскада. Наиболее просто эта задача решается в том случае, когда энергии излучаемых квантов можно считать малой по сравнению с энергией возбуждения ядра. Расчет спектра в этом приближении был произведен В.Г. Носовым и одним из авторов настоящей работы (В.С.)¹. Для этого случая характерно испускание большого числа квантов при возбуждении ядра. Считая число квантов непрерывной величиной можно получить следующие выражения для спектра γ -квантов:

$$\nu(\epsilon) d\epsilon = d\epsilon \int_0^{\infty} \omega(u, \epsilon) \frac{d\mu}{\bar{\epsilon}(u)}, \quad (3)$$

где $\nu(\epsilon) d\epsilon$ - число квантов с энергией в интервале $\epsilon, \epsilon + d\epsilon$, испускаемых ядром, μ_0 - начальная энергия возбуждения, $\bar{\epsilon}(u)$ - средняя энергия γ -квантов, испускаемых ядром с энергией μ :

$$\bar{\epsilon}(u) = \int_0^{\infty} \epsilon \omega(u, \epsilon) d\epsilon. \quad (4)$$

Полное число квантов, $\bar{\nu}(\mu_0)$, равно в этом приближении

$$\int_0^{\infty} \nu(\epsilon) d\epsilon = \int_0^{\infty} \bar{\epsilon}^{-1}(\mu) d\mu. \quad (5)$$

Положив в формуле (1) $\rho(u, \epsilon) = S(u)$, где $S(u)$ - энтропия ядра, получим

$$\bar{\epsilon}(u) = (u+1) T(u), \quad (6)$$

$$\bar{\nu}(\mu_0) = \int_0^{\mu_0} \frac{d\mu}{(u+1) T(u)} = (u+1)^{-1} S(u). \quad (7)$$

-5-

Средне-квадратичная флуктуация числа квантов равна

$$\sqrt{\overline{J^2} - \overline{J}^2} = S^{1/2}(u)/(u+1). \quad (8)$$

В формулах (6) и (7) $T(u)$ есть температура ядра:

$$T^{-1}(u) = dS/du.$$

В работе ¹ было произведено сравнение экспериментальных данных о спектрах γ -лучей, сопровождающих захват тепловых нейтронов, с результатами расчета по формулам (3)-(7). Эти формулы дают неплохое качественное приближение, однако их точность в применении к случаям захвата тепловых нейтронов недостаточна вследствие того, что число испускаемых квантов оказывается небольшим ($\sim 3-4$ квантов на захват). Средняя энергия квантов равна, приблизительно, $1,5-2$ Мэв, т.е. отнюдь не является малой по сравнению с энергией возбуждения ядра.

Более точный расчет спектра γ -квантов можно произвести, если отказаться от одного из предположений, лежащих в основе вывода уравнений (3)-(7), а именно, предположения о малости изменения энергии ядра при вылете γ -кванта и основанной на этом замене суммирования различных цепочек распада интегрированием по ступеням, каждая из которых характеризуется некоторым средним значением энергии возбуждения ядра. Такой расчет можно произвести на основании кинетического уравнения, описывающего многоступенчатый процесс γ -излучения ядра. В данном случае, когда излучение квантов является единственным процессом, это уравнение имеет следующий вид:

$$\frac{\partial y_k(u, t)}{\partial t} = \sum_{u'} y_{k-1}(u', t) \Gamma(u') \omega(u', u - u') - \Gamma(u) y_k(u, t), \quad (9)$$

где $y_k(u, t)$ есть вероятность найти в момент времени t в системе ядро - k квантов и ядро в состоянии с энергией u .

В уравнении (9) $\Gamma(u)$ есть помноженная на k вероятность распада в единицу времени ядра с энергией u .

В начальный момент времени $t=0$ имеет место равенство

$$y_k(u, 0) = \delta_{k,0} \delta(u - u_0) \quad (10)$$

($\delta_{k,0}$ - символ Кронекера, $\delta(u)$ - дельта-функция), т.к. при $t=0$ в системе отсутствовали кванты, а ядро находилось в начальном состоянии. Уравнение (9) позволяет, в принципе, определить число квантов

- 6 -

и ядер с данной энергией возбуждения, имеющихся в системе в каждый данный момент времени. Отсюда может быть найден спектр испускаемых квантов. В нашем случае, когда испускание γ -квантов является единственным возможным процессом, можно получить, исходя из уравнения (9), более простое уравнение для некоторой величины, непосредственно связанной с интересующим нас спектром γ -квантов. Для вывода этого уравнения введем функцию $N(u, t)$ - вероятность того, что в момент времени t будет иметься ядро с энергией u при любом числе квантов:

$$N(u, t) = \sum_{k=0}^{\infty} y_k(u, t). \quad (11)$$

Функция $y_k(u, t)$ удовлетворяет следующему дифференциальному уравнению (см. ур. (9)):

$$\frac{\partial y_k(u, t)}{\partial t} = -\Gamma(u) y_k(u, t). \quad (12)$$

Учитывая это, просуммировав по обе части уравнения (9) получим следующее уравнение для функции $N(u, t)$:

$$\frac{\partial N(u, t)}{\partial t} = \int_0^u \Gamma(u') y(u', t) du' - \Gamma(u) N(u, t). \quad (13)$$

Аналогичным способом из формулы (10) получим в качестве начального условия

$$N(u, 0) = \delta(u - u_0). \quad (14)$$

Обозначим теперь через $\nu(\epsilon, t)$ число квантов с энергией ϵ в системе в момент времени t . Для функции $\nu(\epsilon, t)$ справедливо следующее уравнение:

$$\frac{\partial \nu(\epsilon, t)}{\partial t} = \int_0^u N(u', t) \Gamma(u') du', \quad (15)$$

решением которого, удовлетворяющим граничному условию, является функция

$$\nu(\epsilon, t) = \int_0^u N(u', t) du' \int_0^t \Gamma(u') N(u', t') dt', \quad \nu(\epsilon, 0) = 0. \quad (16)$$

Функция $\nu(\epsilon, t)$ при $t \rightarrow \infty$ дает число квантов с энергией ϵ , испущенных ядром в процессе распада:

$$\nu(\epsilon) = \nu(\epsilon, t \rightarrow \infty) = \int_0^u N(u', \epsilon) du' \int_0^{\infty} \Gamma(u') N(u', t') dt'. \quad (17)$$

-7-

Найдем теперь уравнение, которому удовлетворяет функция $Z = \int_0^{\infty} \Gamma(u) N(u, \epsilon) du$.
Для этого проинтегрируем по времени обе части уравнения (13):

$$N(u, \infty) - N(u, 0) = \int_0^u Z(u') \omega(u', u - u') du' - Z(u). \quad (18)$$

Это соотношение и является искомым интегральным уравнением для функции $Z(u)$. Действительно, воспользовавшись формулой (14) и замечая, что $N(u, \infty) = 0$ для всех $u > 0$, найдем:

$$Z(u) = \int_0^u \omega(u', u - u') Z(u') du' + \delta(u - u_0). \quad (19)$$

Функцию $V(\epsilon)$ можно записать в виде:

$$V(\epsilon) = \int_0^{\infty} \omega(u', \epsilon) Z(u') du'. \quad (20)$$

Функция $Z(u)$ дает вероятность того, что ядро в процессе излучения γ -квантов пройдет через состояние с энергией u .
Выражения (3) и (20) для спектра γ -квантов формально совпадают в той мере, в какой функция $Z(u)$ равна $e^{-\gamma(u)}$.

Для дальнейшего формулы (19) и (20) удобнее несколько преобразовать, введя новую функцию $\zeta(u) = Z(u) - \delta(u - u_0)$.
Формулы (19) и (20) тогда принимают вид:

$$\zeta(u) = \int_0^u \omega(u', u - u') \zeta(u') du' + \omega(u_0, u - u_0) \quad (21)$$

и

$$V(\epsilon) = \omega(u_0, \epsilon) + \int_0^{\infty} \omega(u', \epsilon) \zeta(u') du'. \quad (22)$$

Первое слагаемое в формуле (22) соответствует γ -квантам, испущенным из исходных состояний ядер, второе слагаемое представляет спектр следующих квантов.

Применение метода последовательных приближений к интегральному уравнению (21) приводит к хорошо известному выражению для спектра γ -квантов:

$$V(\epsilon) = \omega(u_0, \epsilon) + \int_0^{\infty} \omega(u_0, \epsilon') \omega(u_0 - \epsilon', \epsilon) d\epsilon' + \dots, \quad (23)$$

где каждый член ряда представляет, соответственно, вероятность испускания кванта с энергией ϵ первым, вторым и т.д. в цепочке. Эффективное число членов в этом ряду зависит от ϵ .

При $\epsilon \ll u_0$ оно оказывается слишком большим и выражение (23) практически не может быть использовано для расчета спектра из-за необходимости вычисления интегралов высокой кратности.

В том важном случае, когда функция $\omega(u, \epsilon)$ дается выражением (1),

интегральное уравнение (21) может быть сведено к дифференциальному. Для этого, подставив в уравнение (21) выражение (1) для функции $\omega(u, \epsilon)$, поделим обе части равенства на $\rho(u)$ и продифференцируем их $\kappa + 1$ раз по u . В результате получим дифференциальное уравнение $\kappa + 1$ -го порядка для функции $\zeta(u)$:

$$\frac{d^{\kappa+1} f(u)}{du^{\kappa+1}} = (-1)^{\kappa+1} \kappa! \frac{\rho(u)}{r(u)} f(u), \quad (24)$$

где $f(u) = \zeta(u)/\rho(u)$, и граничное условие в точке $u = u_0$:

$$\left(\frac{d^{\lambda} f(u)}{du^{\lambda}} \right)_{u=u_0} = \begin{cases} 0 & \text{при } \lambda = 0, \dots, \kappa-1 \\ (-1)^{\kappa-\lambda} \kappa! & \text{при } \lambda = \kappa. \end{cases} \quad (25)$$

В некоторых простых случаях уравнение (24) позволяет сразу определять функцию $\zeta(u)$. Для качественного определения свойств функции $\zeta(u)$ заметим, что функция $r(u)$ равна $\kappa! T^{\kappa+1} \rho(u)$ при больших u , когда $u \gg T$ и равняется $(\kappa u)^{\kappa} u^{\kappa+1}$ при $u \rightarrow 0$ (мы предполагаем здесь, что плотность уровней является непрерывной функцией, начиная с $u = 0$). Учитывая это, можно с помощью уравнения (24) найти, что $\zeta(u)$ ведет себя, как $\omega(u, u_0, u) \approx (\kappa u)^{\kappa} \rho(u) / \kappa! T(u)$ при $u \rightarrow 0$ и как $\{(\kappa u)^{\kappa} T(u)\}^{-1}$ в промежуточной области, где $u \gg T(u)$. Эти свойства очевидны с точки зрения указанного выше физического смысла функции $Z(u)$ (ср. ф-лы (3), (6)). Практически область энергии, в которой $\zeta(u)$ можно представить как $\{(\kappa u)^{\kappa} T(u)\}^{-1}$ невелика, что и приводит к неточности формулы (3). График функции $\zeta(u)$ приведен на рис. I (кривая I). Расходимость функции $\zeta(u)$ при $u \rightarrow 0$ означает, что в процессе испускания квантов происходит накопление ядер с малой энергией возбуждения. Как следствие этого спектр δ -квантов, испускаемых ядром, также будет расходиться как $1/\epsilon$ при $\epsilon \rightarrow 0$. Это обстоятельство является общим для всех тех случаев, когда плотность уровней ядра можно считать непрерывной, начиная с малых значений энергии. Можно ожидать, что такая ситуация ближе всего соответствует случаям нечетно-нечетных тяжелых ядер, где вследствие наличия двух нечетных неспаренных частиц плотность уровней более или менее равномерно возрастает, начиная сразу от основного состояния ядра. В четно-четных ядрах спаривание частиц приводит к возникновению щели между основным и первым возбужденным состоянием. Для ядер среднего

-9-

атомного веса эта величина (Δ) равна 1,0 - 1,2 Мэв. Для простоты мы будем считать, что в четно-четном ядре ниже энергии Δ уровни вообще отсутствуют, а выше этой энергии плотность уровней определяется тем же законом, что и в нечетно-нечетных ядрах, т.е. возьмем

$$\rho_{\text{н.н.}}(u) \quad \text{в виде} \quad \rho_{\text{н.н.}}(u) = \begin{cases} 0 & \text{при } u < \Delta \\ \rho_{\text{н.н.}}(u-\Delta) = \rho_0 \rho(u) & \text{при } u > \Delta, \end{cases} \quad (26)$$

где u есть энергия возбуждения четного ядра, отсчитанная от земли: $u = \epsilon - \Delta$. Функция нормирована таким образом, что $\rho(u) = 1$.

При наличии щели в спектре ядерных уровней радиационные переходы в четных ядрах можно разбить на две группы, так как из каждого возбужденного состояния четно-четного ядра наряду с переходами в возбужденные состояния с энергией $u > \Delta$ ($\epsilon < u - \Delta$) возможен также переход большой энергии в основное состояние ($\epsilon = u$). Переходы первого типа мы будем называть переходами типа "а", переходы в основное состояние - переходами типа "б" (см. рис. 2),

функцию $\omega(u, \epsilon)$ в случае четно-четного ядра можно записать в следующем виде:

$$\omega_{\text{н.н.}}(u, \epsilon) = \omega_a + \omega_b, \quad (27)$$

где

$$\omega_a = \frac{\epsilon^2 \rho(u - \epsilon - \Delta)}{n^2(u)}, \quad (28)$$

$$\omega_b = \frac{\alpha \epsilon^2 \delta(u - \epsilon)}{n^2(u)}. \quad (29)$$

Нормировочный фактор

$$n^2(u) = \int_0^u \{ \epsilon^2 \rho(u - \epsilon - \Delta) + \alpha \delta(u - \epsilon) \} d\epsilon = \alpha (\Delta + u)^2 + \int_0^u \epsilon^2 \rho(u - \epsilon) d\epsilon. \quad (30)$$

Постоянная $\alpha = (M_b^2 / M_a^2) \rho_0^{-1}$, где M_b и M_a - матричные элементы для переходов типа "б" и "а".

Мы предполагаем здесь, что как переходы типа "а", так и переходы типа "б" являются дипольными. Кроме того, как и выше, предполагается, что средний квадрат матричного элемента для переходов типа "а" не зависит от энергии.

Если ввести теперь вместо функции $\zeta(u)$ функцию $\zeta(u) \cdot \zeta(u - \Delta)$, то легко показать, что для функции $\zeta(u)$ остается справедливым как уравнение (21), так и дифференциальное уравнение (24-25), в

-10-

которых следует лишь заменить функцию $\omega(u, \epsilon)$ на $\omega_0(u, \epsilon)$, положив в последней $u = \Delta + \nu$, а функцию $n(u)$ - функцией $n^*(\nu)$,

$$n^*(\nu) = \omega_0(\Delta + \nu) + n(\nu), \quad (31)$$

где $n(\nu)$ дается формулой (2):

$$\lambda(\nu) = \int \omega_0(\nu', \nu - \nu') \lambda(\nu') d\nu' + \omega_0(\Delta, \nu - \nu'), \quad (32)$$

$$\omega_0(\nu, \epsilon) = \omega_0(\nu, \Delta + \nu, \epsilon).$$

Спектр β -квантов четно-четного ядра запишется в виде

$$\lambda_{\beta, \epsilon}(\epsilon) = \omega_0(\Delta, \epsilon) + \lambda(\epsilon) + \psi(\epsilon) \quad (33)$$

где $\omega_0(\Delta, \epsilon)$ - спектр β -квантов, испускаемых ядром находящимся в начальном состоянии (в этом члене можно пренебречь прямыми переходами из начального состояния ядра в основное состояние),

$$\psi(\epsilon) = \omega \epsilon^2 \left(\frac{\lambda(\nu)}{n^*(\nu)} \right)_{\nu = \epsilon - \Delta} \quad (34)$$

есть спектр квантов переходов типа "б", а

$$\lambda_a(\epsilon) = \int \frac{\epsilon^2 \rho(\nu, \epsilon)}{n^*(\nu)} \lambda(\nu) d\nu, \quad \nu = \epsilon - \Delta \quad (35)$$

- спектр квантов для переходов типа "а". Член $\psi(\epsilon)$ в формуле (33) учитывается при $\epsilon \gg \Delta$. Поскольку предполагается, что в четно-четном ядре при энергии $\epsilon \gg \Delta$ плотность уровней совпадает с точностью до несущественного постоянного множителя с плотностью уровней в нечетном ядре, а начальная энергия как раз на величину Δ больше ϵ , чем в ядре нечетно-нечетном, то решение уравнения (21), функция $\lambda(u)$, и спектр β -квантов (22) для нечетно-нечетного ядра получаются как частный случай формул (33) и (35) при $\Delta = 0$. При этом нужно лишь рассматривать переменную ν как энергию возбуждения нечетно-нечетного ядра, отсчитанную от основного состояния ($\Delta = 0$).

*) В действительности разница энергий связи нейтрона в четно-четном и нечетно-нечетном ядре несколько превышает определенную как величина энергетической щели в спектре уровней четно-четного ядра. Это обстоятельство не является существенным, так как спектр β -квантов относительно слабо зависит от начальной энергии возбуждения.

-II-

Эффект присутствия переходов типа "б" в ядре со щелью легко проследить качественно. Действительно, наличие переходов типа "б" приводит в первую очередь к тому, что будет ослаблено накопление ядер с энергией близкой к Δ : функция $\chi(u)$ при $u \neq 0$ остается конечной при $u \rightarrow 0$. В соответствии с этим функция $\chi_a(\epsilon)$ обращается в нуль при $\epsilon \rightarrow 0$. Это уменьшение числа квантов малой энергии компенсируется соответственным увеличением числа переходов с энергией $\epsilon > \Delta$. Функция $\chi(u)$ для некоторых отличных от нуля значений изображена на рис. I вместе с функцией $\chi(u)$ для нечетно-нечетного ядра.

Параметр α можно грубо оценить, задавшись шириной энергетического интервала δ , $0 < u < \delta$, в котором, переходы типа "б" являются более вероятными. Это, очевидно, происходит тогда, когда первое слагаемое в выражении для $\chi(u)$ (31) превосходит второе. Приравняв их друг другу, мы получим уравнение, связывающее между собой параметры δ и α , откуда найдем:

$$\alpha = \chi(\delta) / (\Delta + \delta)^2. \quad (36)$$

Для ориентировки в величинах параметров укажем, что, согласно уравнению (36) $\delta \sim 1$ Мэв соответствует $\alpha \sim 1$ Мэв, а $\delta \sim 0,1$ Мэв соответствует $\alpha \sim 1/1000$ Мэв.

Функция $\chi(\delta)$ является резко возрастающей функцией δ . Поэтому при $u \geq \delta$ первое слагаемое в ф-ле (31) пренебрежимо мало по сравнению со вторым. Вследствие этого спектр четно-четного ядра будет существенно отличаться от спектра ядра нечетно-нечетного лишь в интервале $0 < \epsilon < \delta$, где спектр четно-четного ядра характеризуется меньшим числом квантов, и в интервале $\Delta < \epsilon \leq \Delta + \delta$, где в спектре четно-четного ядра будет иметься дополнительный вклад переходов типа "б".

Перейдем теперь к изложению результатов расчета и их сравнению с экспериментными данными. Для вычисления спектра γ -квантов производилось численное интегрирование ур-ий (24), (32). Вычисления производились на электронной вычислительной машине "Стрела" Московского гос. университета.

Использовались два выражения для плотности уровней ядра (функция $\rho(u)$):

$$\rho(u) = \exp(u/T),$$

$$T = \text{const}$$

(вариант 1) (37)

-12-

$$\rho(t) = \exp(\sqrt{a}t), \quad (\text{вариант II}) \quad (38)$$

$$a = \text{const}$$

В первых расчетах для отыскания функции $\chi(t)$ использовалось дифференциальное уравнение (24)-(25), которое решалось с автоматическим выбором шага, обеспечивавшим точность не менее 0,1% по стандартной программе, составленной по методу Рунге-Кутты. После того, как была составлена программа для решения интегрального уравнения (33) по методу ломаных Эйлера, все расчеты производились с интегральным уравнением. Шаг был выбран постоянным, равным 0,2 Мэв, так как сравнение решений интегрального уравнения с полученными ранее решениями дифференциального уравнения показало, что при таком шаге обеспечивается заданная точность порядка 0,1%. Одновременно с решением интегрального уравнения вычислялся интеграл (35), функции $\chi(t, E)$ и $\chi(E)$. Эти функции, вместе с функциями $\chi(t)$ и $\chi(E)$ выводились из машины в точках от 0,2 до 6,4 Мэв через 0,2 Мэв. Параметр t_0 во всех случаях брался одним и тем же, равным 6,4 Мэв, что примерно соответствует средней энергии связи нейтрона в нечетно-нечетных ядрах.

Для Δ в большинстве расчетов бралось значение 1,2 Мэв, что примерно соответствует положению пика в экспериментальных спектрах четно-четных ядер (см. ниже). Для параметра τ в формуле (38) бралось значения в интервале от 0,4 до 2,5 Мэв, для параметра a (формула (39)) - в интервале от 2 до 30 Мэв⁻¹. Константа α бралась равной 0, $\frac{1}{1000}$, $\frac{1}{400}$, $\frac{1}{32}$ и 0,5 Мэв.

На рис.3 изображен ряд спектров нечетных ядер ($\alpha=0$), рассчитанных для варианта I плотности уровней для некоторых значений параметра τ .

На рис.4 также изображено несколько теоретических спектров нечетных ядер, рассчитанных для плотности уровней ядер (38). (вариант II). Значения параметра указаны в подписях к рисункам. Пунктиром на рис.3 изображен спектр квантов для $\tau \rightarrow \infty$ (или $a=0$). Этот спектр был получен в результате аналитического решения дифференциального уравнения (24) и вычисления интеграла $\chi(E)$ /ур. (35)/, которые возможны при $\rho = \text{const}$. Как показано в предыдущей статье⁴, наилучшее согласие с опытом получается при $\tau = 0,8$ Мэв для варианта I или $a = 15$ Мэв⁻¹ для варианта II (этому значению a соответствует начальная температура ядра $T_0 = (44/a)^{1/2} \approx 1,3$ Мэв). Такое соотношение между "эквивалентными" значениями параметров τ и

-13-

α является вполне естественным, если учесть, что должны быть близкими средние температуры ядер. Точно также и при других значениях Z можно, выбрав соответствующим образом параметр α , добиться того, что кривые $V(\epsilon)$ для вариантов I и II окажутся близкими друг другу. Имеется, однако, небольшое качественное отличие спектров изображенных на рис.3 и 4. Спектры, вычисленные для экспоненциальной плотности (вариант I) обладают характерным перегибом в районе $\epsilon \sim 1$ Мэв. Такой перегиб отсутствует у кривых изображенных на рис.4 (вариант II). Перегиб возникает из-за того, что первое слагаемое в формуле (34) является колоколообразной кривой (см. рис.5). Второе слагаемое, $V_2(\epsilon)$, является монотонно убывающей функцией. В случае "II" вследствие более резкой зависимости плотности уровней (38) от энергии при энергии $\epsilon \lesssim 1$ Мэв спектр $V_2(\epsilon)$ оказывается сильно обогащенным мягкими квантами и наличие максимума у функции $\omega(\epsilon, \epsilon)$ не сказывается явно на форме суммарного спектра.

Наличие перегиба при $\epsilon \sim 1$ Мэв в спектрах всех изученных деформированных нечетно-нечетных ядер ⁴ говорит о том, что в этих ядрах плотность уровней при малой энергии ($\epsilon \lesssim 1$ Мэв) растет более плавно, чем $\propto \sqrt{\epsilon}$. Интересно отметить, что перегиб не наблюдается в спектрах сферических ядер.

Как видно из сравнения изображенных на рис.5 кривых, в области энергии квантов $\epsilon \gtrsim 5$ Мэв вклад функции $V_2(\epsilon)$ в полный спектр весьма мал ($< 10\%$). Радиационные переходы с такой энергией являются почти исключительно переходами из начального состояния. Их средняя интенсивность, равная, приблизительно,

$$\omega(\epsilon, \epsilon) \approx \frac{4^2 p(0)}{n(\epsilon)} \approx \frac{4^2}{\epsilon^2 p(\epsilon)} \approx 0,5\%, \quad (39)$$

не очень отличается от экспериментальной величины ($\sim 0,5-3\%$).

На рис.6 изображены β -спектры, рассчитанные по формулам (31)-(35) для $\alpha \neq 0$ (четно-четные ядра) для $Z = 0,8$ Мэв (вариант II).

Экспериментальные спектры деформированных четно-четных ядер по сравнению с нечетно-нечетными ядрами характеризуются большим числом квантов сравнительно большой энергии ($\sim 2-4$ Мэв), в то же время в их спектрах относительно меньше мягких ($\epsilon \lesssim 1,5$ Мэв) квантов и, кроме того, имеется резкий пик с шириной $\lesssim 0,5$ Мэв при $\epsilon \sim 1$ Мэв⁴. Первые две особенности заставляют выбрать сравнительно большое значение α . Для экспоненциальной плотности (вариант I)

-14-

наилучшее согласие с экспериментом для четно-четных ядер получается при $\alpha = 0,5$ и $\tau = 0,8 \text{ Мэв}^{-1}$, т.е., при том же значении τ , что и для нечетных ядер, находящихся в этой области.

Указанная выше особенность плотности (38) в случае четно-четных ядер приводит к значительному отличию спектров рассчитанных для вариантов I и II.

Спектр f -квантов в случае варианта II характеризуется гораздо большими значениями $V(\epsilon)$ в области $\epsilon \leq 1 \text{ Мэв}$ и резко спадает с ростом ϵ , чем спектр, рассчитанный для экспоненциальной плотности уровней (вариант I). Это связано с тем, что второе слагаемое в формуле (31), $\alpha(\epsilon)$, при не очень больших ϵ растет быстрее в случае "II", т.е. спектр в этом случае меньше отличается от спектра нечетного ядра, когда первое слагаемое равно нулю.

Поэтому, чтобы приблизить теоретический спектр, рассчитанный для варианта II, к экспериментальному спектру четно-четного деформированного ядра, приходится взять $\alpha \approx 5 \text{ Мэв}^{-1}$. Столь малое значение этого параметра ($\tau \approx 2,3 \text{ Мэв}$) кажется весьма неправдоподобным, особенно, если учесть, что для нечетных ядер получается равным 15 Мэв^{-1} . Поэтому можно сделать вывод, что форма спектра четно-четных ядер свидетельствует о слабой зависимости плотности уровней деформированных четно-четных ядер от энергии выше доли, по крайней мере, по сравнению с законом (38).

Обратимся теперь к рассмотрению третьей особенности спектров четно-четных деформированных ядер, а именно, наличии резкого пика при $\epsilon \sim 1 \text{ Мэв}$. В принципе, такой пик при малом значении α , порядка $\frac{1}{400} - \frac{1}{1000} \text{ Мэв}^{-1}$ (см. рис. 6), однако при таком α теоретический спектр практически не отличается от спектра для $\alpha = 0$ (т.е. спектра нечетно-нечетно ядра) во всей остальной области, кроме области пика и, соответственно, области $\epsilon \leq 0,5 \text{ Мэв}$. (ср. кривую I и кривую 3 на рис. 6). С другой стороны, при α порядке единицы, при котором общая форма теоретического спектра хорошо согласуется с экспериментальным спектром деформированных четно-четных ядер, резкий максимум при $\epsilon = \Delta$ вообще не возникает: зависимость уровней ядра с энергией $\epsilon = \Delta$ оказывается малой из-за сглаживания переходов "6", которая в этом случае является существенной даже при большой энергии возбуждения ядра. Естественно попытаться разрешить это противоречие, рассматривая зависимость α от энергии возбуждения ядра. Действительно, все три особенности спектра деформиро-

-15-

онных четно-четных ядер можно качественно объяснить, если предположить, что параметр α зависит от энергии подобно тому, как это изображено на рис.7, (кривая 1), взяв $\nu^0 \sim 0,4$ Мэв. При таком α спектр γ -квантов будет совпадать со спектром, рассчитанным для $\alpha = 0,5$ в области энергий γ -квантов $\nu^0 \leq \epsilon < \Delta$ и $\epsilon > \Delta + \nu^0$, в области же $\Delta < \epsilon < \Delta + \nu^0$ спектр будет характеризоваться резким максимумом, как при малом α . Это легко проследить, рассматривая зависимость $\psi(\epsilon)$ от α ($\psi(\Delta + \nu^0)$ независимо от α). Спектр γ -квантов был рассчитан также с переменным α , имеющим форму ступеньки (кривая 1 на рис.7) и сглаженной кривой (кривая 2). Для следующих значений параметров α_1, α_2 и ν^0 : $\alpha_2 = \alpha_1 + 0,5$ Мэв, $\alpha_1 = \frac{1}{400}$; $\nu^0 = 0,4, 0,8$ $\tau = 0,7, 0,8, 0,9$ Мэв. Параметр Δ принимался равным 0,8 и 1,2 Мэв. Плотность уровней задавалась в виде (37).

Для иллюстрации на рис.6 приведен один из спектров, рассчитанных для функций $\alpha(\nu)$, взятой в виде ступеньки. Имеющаяся разрывы связаны с наличием резкого скачка в α , и, разумеется, будут сглажены, если несколько размазать область резкого изменения. Спектры, рассчитанные для кривой 2 на рис.7, практически не отличаются от спектров при постоянном $\alpha = \alpha_2$. Изображенный на рис.6 спектр для переменного α обладает всеми особенностями экспериментальных спектров четно-четных ядер, на основании чего можно сделать вывод о том, что в области $\sim 0,5$ Мэв над щелью величина параметра α очень мала по сравнению со всей остальной областью энергии. Конкретная величина параметра α вблизи щели (α_1), также как и предположения относительно мультипольности переходов через щель, не являются при этом важными для существенных особенностей формы спектра.

В настоящее время структура уровней деформированных четно-четных ядер в области энергий выше щели исследована еще совершенно недостаточно и можно лишь догадываться о причинах возникновения запрета для переходов через щель при не очень большом возбуждении ядра. Одной из причин такого запрета могло быть бы образование в конце процесса испускания γ -квантов ядер с большими спинами. Это, однако, вряд ли может быть причиной запрета, так как вблизи основного состояния четно-четных деформированных ядер всегда имеются близко расположенные ротационные уровни, с достаточно большими спинами, куда был бы возможен радиационный переход. Отбор переходов по

-16-

четности также не может привести к резкому изменению α , так как отбор переходов в основное состояние по четности имеет место также и для переходов из сильно возбужденных состояний. Одним из возможных объяснений зависимости α от энергии, подобной изображенной на рис. (7), может быть наличие дополнительного запрета по проекции момента на ось ядра в деформированных ядрах (квантовое число K). Основное состояние характеризуется $K=0$. Правило отбора по $K, \Delta K=0, \pm 1$ отбирало бы в случае дипольных переходов лишь те возбужденные состояния, для которых $K=0, \pm 1$. Если предположить, что состояния с такими K отсутствуют вблизи щели, за исключением, возможно, наименьшего состояния, дипольные переходы оказались бы невозможными, а радиационные переходы через щель - менее вероятными. Такая картина подтверждается хорошо изученными схемами распада $^{182}_{66}\text{W}$ и ряда других деформированных четно-четных ядер ⁷. С другой стороны, квантовое число K является лишь приближенным адиабатическим интегралом движения и можно думать, что связанный с K запрет не играет существенной роли, если речь идет о переходе в основное состояние из сильно возбужденных состояний ядра: волновая функция таких состояний представляет собой, по-видимому, суперпозицию состояний с различными значениями K , в том числе и таких, для которых переход в $K=0$ разрешен. Это позволяет предположить, что отношение матричных элементов M_1^2/M_2^2 близко к единице. Предэкспоненциальный фактор ρ_0 в формуле (37) совпадает тогда с α^{-1} , откуда воспользовавшись значениями параметров α и ξ , определенными по γ -спектрам, можно оценить среднее расстояние между уровнями ядра при энергии связи. Эта величина должна совпадать по порядку величины со средним расстоянием между нейтронными резонансами (изменение спина ядра при высвечивании квантов невелико и им можно пренебречь). Можно убедиться в том, что это действительно имеет место. Обратив это рассуждение, можно было бы на основании полученного значения α ($\alpha \approx 0,5 \text{ MeV}$) сделать вывод о приближенном равенстве матричных элементов. Подчеркнем, однако, что речь здесь может идти лишь о грубой оценке.

Для некоторых значений параметров было также произведено вычисление спектра γ -квантов в предположении, что радиационные переходы через щель (типа "6") являются квадрупольными. Во всех случаях форма рассчитанного спектра сильно отличается от экспериментальной.

-17-

Представляется интересным сравнить данные о распределении плотности ядерных уровней с результатами других методов определения этой величины. Наиболее прямым методом является непосредственный подсчет числа уровней ниже определенной энергии. Этот метод был использован недавно Т. Фриксоном⁸, для определения энергетической зависимости плотности уровней ниже энергии связи нейтрона для некоторых ядер с $A < 60$. Распределение уровней согласуется с законом (37), причем параметр τ равен 1,0-1,2 Мэв. Этот результат согласуется с определением плотности уровней по спектру вторичных частиц в реакции (α, α') в той же области ядер⁹. Для реакции (p, p') указывается несколько лучшее согласие с законом (38)¹⁰. Все эти результаты относятся, к сожалению, к легким ядрам, чем, возможно, и объясняется расхождение между величиной параметра τ , найденной по γ -спектру (0,3 Мэв) и непосредственно по плотности уровней (1,0-1,2 Мэв). Заметим, впрочем, что результаты анализа γ -спектров указывают на отсутствие сильной зависимости параметров, характеризующих зависимость плотности уровней от энергии при изменении A в пределах 100-200. Отсутствие заметной зависимости температуры от атомного веса отмечается также в работе¹⁰. С другой стороны, спектры ядер, близких к магическим, характеризуются относительно большими значениями τ (или, соответственно, меньшими значениями a). Так для золота наилучшее согласие с экспериментальным спектром получается при $a \sim 3-5 \text{ Мэв}^{-1}$. Заметим также, что среднее распределение интенсивности в спектрах легких нечетно-нечетных ядер⁵ качественно согласуется с теоретическим, вычисленным в предположении $p = \text{const}$ (рис.3), что не противоречит другим данным о плотности уровней этих ядер.

Температура ядра при энергии, равной энергии связи нейтрона, может быть определена также по плотности нейтронных резонансов. Значение начальной температуры ядер в области редких земель оказывается, при этом, равным 0,6-0,7 Мэв, что соответствует значению параметра $a = 40-60 \text{ Мэв}^{-1}$. Это значение хорошо согласуется с ожидаемой величиной параметра a для модели Ферми-газа, $(a_F = \frac{2\pi^2}{3} g)$, где g есть плотность одночастичных уровней вблизи основного состояния ядра, однако значительно отличается от указанного выше значения $a = 15 \text{ Мэв}^{-1}$ полученного по γ -спектрам. Это расхождение значительно уменьшается, если учесть, что выражение для плотности уровней с данным моментом для Ферми-газа содержит пред-

-18-

экспоненциальный множитель, убывающий с энергией, как ω^{-2} . Если же попытаться аппроксимировать функцию $\omega^{-2} \exp(\sqrt{a^2 \omega^2 + c})$ выражением вида $\exp(\sqrt{a^2 \omega^2 + c})$, выбрав константы a и c таким образом, чтобы оба выражения совпали в точках, скажем, $\omega = 2$ Мэв и $\omega = 6,5$ Мэв, то для константы a^2 получится несколько меньшее значение. Так, если, при $a = 30$ Мэв⁻¹ или 60 Мэв⁻¹, константа получается равной, соответственно, 20 Мэв⁻¹ и 35 Мэв⁻¹. Именно эти значения "эффективной" константы a^2 должны сравниваться со значением a , полученным из f -спектров или в других подобных случаях, если плотность уровней представляется выражением вида (38).

Если, аналогично, приблизительно представить функцию $\omega^{-2} \exp(\sqrt{a^2 \omega^2 + c})$ в виде $\exp(\omega/\tau + c)$, то для константы τ получится значение 0,7 Мэв при $\tau_0 = 0,6$ Мэв определяемом из нейтронных резонансов, т.е. значение, не очень отличающееся от величины 0,8 Мэв, найденной по f -спектрам *).

Что касается возможности выбора между распределениями (37) и (38), то, как отмечалось, оба закона приводят к весьма близким результатам. Наличие особенности формы спектров нечетно-нечетных деформированных ядер, в области $\mathcal{E} \sim 1$ Мэв, а также сравнение теоретических спектров со спектрами четно-четных деформированных ядер заставляют, все же, предпочесть экспоненциальный закон (37), или, во всяком случае, сделать вывод о более слабой зависимости плотности уровней от энергии вплоть до цели, чем по формулам (26), (38). Этот результат согласуется с тем, что получается, если учесть спаривание нуклонов. Для деформированных ядер наличие спаривания между частицами приводит к отклонению закона дисперсии элементарных возбуждений от дисперсии свободных частиц. Энергия возбуждения дается выражением II.

$$\mathcal{E}_i = \sqrt{\epsilon_i^2 + (\Delta/2)^2}, \quad (40)$$

где ϵ_i — отсчитанная от границы Ферми энергия свободной частицы. Плотность уровней элементарного возбуждения, $dN/d\mathcal{E}$, убывает с энергией. Если же речь идет о нечетно-нечетном ядре или о четно-четном ядре с одной разорванной парой, т.е. при $\Delta < \epsilon \leq 2\Delta$, когда имеются две свободные квазичастицы, плотность уровней остается почти

*) Эти результаты были получены совместно с И.А.Адамчуком.

- 19 -

постоянной. По мере увеличения энергии возбуждения числа разорванных пар частиц плотность уровней начинает быстро расти, причем в среднем этот рост ближе описывается экспоненциальным законом. Другими словами, при наличии конечной энергии, которую необходимо затратить для "возбуждения" частицы, температура системы слабо зависит от энергии, чем для свободных частиц. Наконец, при некоторой достаточно большой энергии эффект спаривания исчезает, и плотность уровней дается выражением типа (23).

Результаты анализа γ -спектров деформированных ядер вполне согласуются с изложенной картиной. К сожалению, в сферических ядрах группирование уровней в оболочки и подоболочки сильно затрудняет даже качественное описание зависимости плотности уровней от энергии. Тот факт, что плотность уровней нечетно-нечетных сферических ядер в области энергии $\epsilon \leq 1$ Мэв растет быстрее, не удается объяснить либо малостью энергии спаривания, либо вообще отклонением закона дисперсии частиц от (40). Для двух свободных нечетных частиц плотность уровней растет как ϵ^2 .

Авторы выражают благодарность А.Н.Тихонову, давшему указание о проведении расчетов на электронной вычислительной машине.

- 20 -

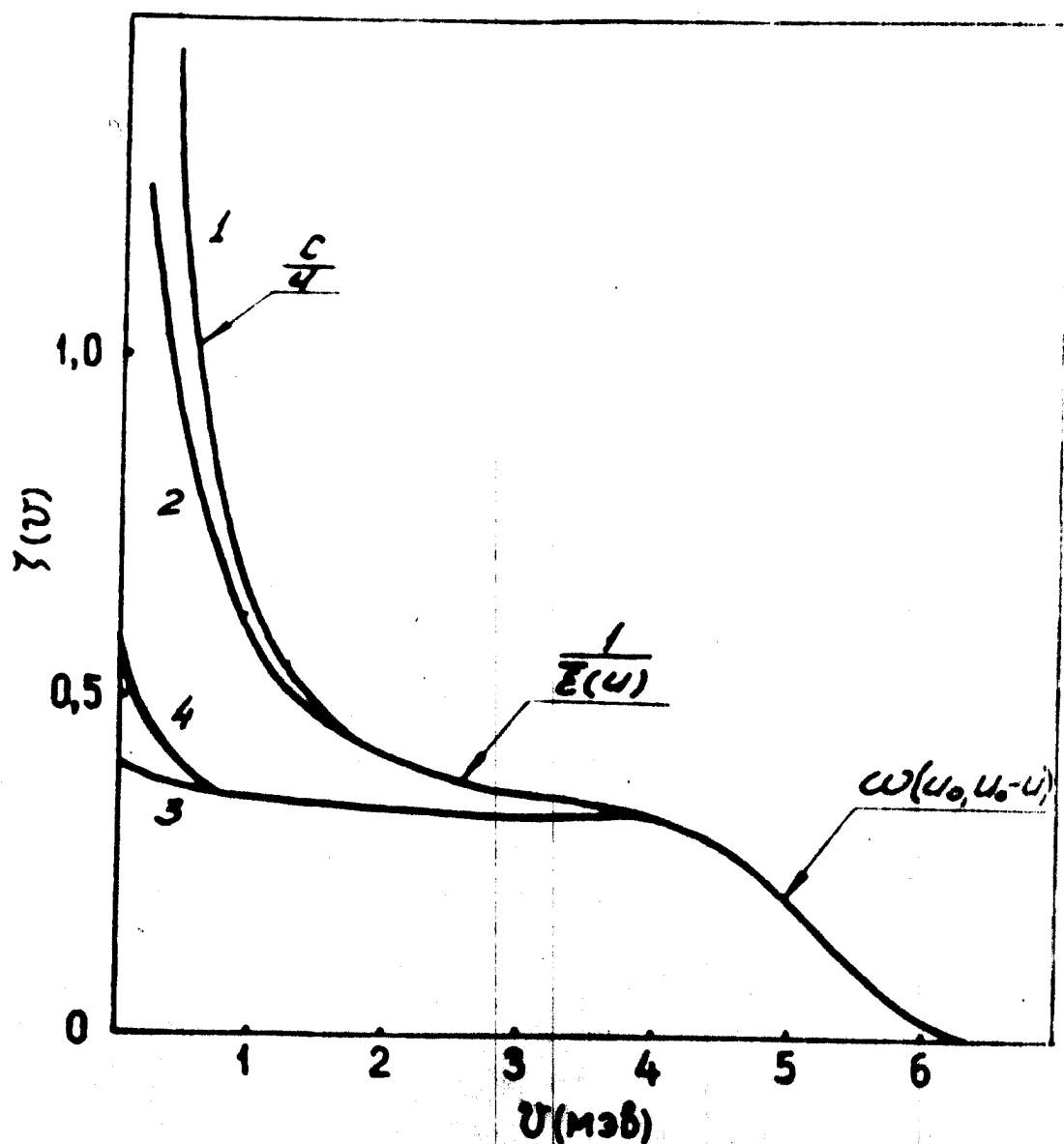


Рис.1. График функции $\zeta(u)$, вычисленной для варианта I плотности уровней при следующих значениях параметров:
 1 - $\alpha = 0$ (нечетно-нечетное ядро); 2 - $\alpha = 1/400$ Мэв;
 3 - $\alpha = 0,5$ Мэв; 4 - α - функция энергии (кривая I на рис.7), $\alpha_1 = 1/400$ Мэв; $\alpha_2 = 0,5$ Мэв, $\sigma^* = 0,4$ Мэв, $\tau = 0,8$ Мэв.

21

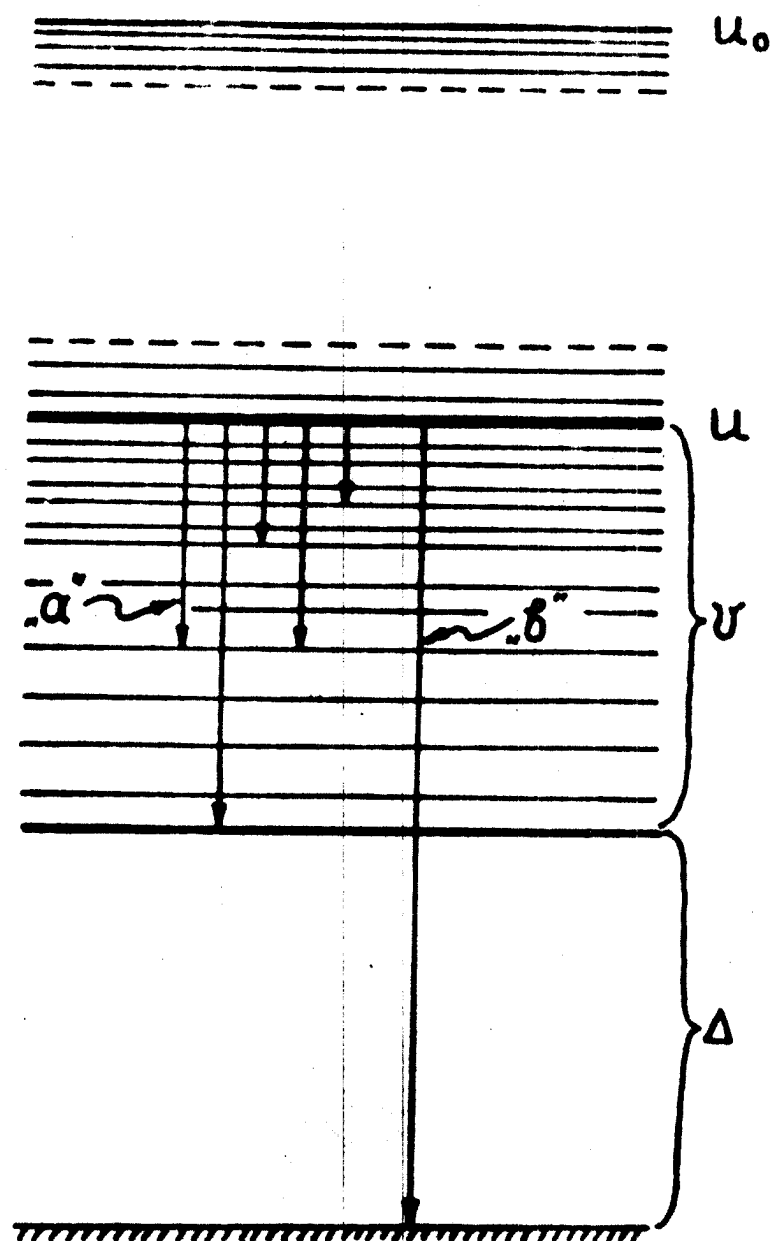


Рис.2. Качественная схема переходов в четно-четном ядре.

-22-

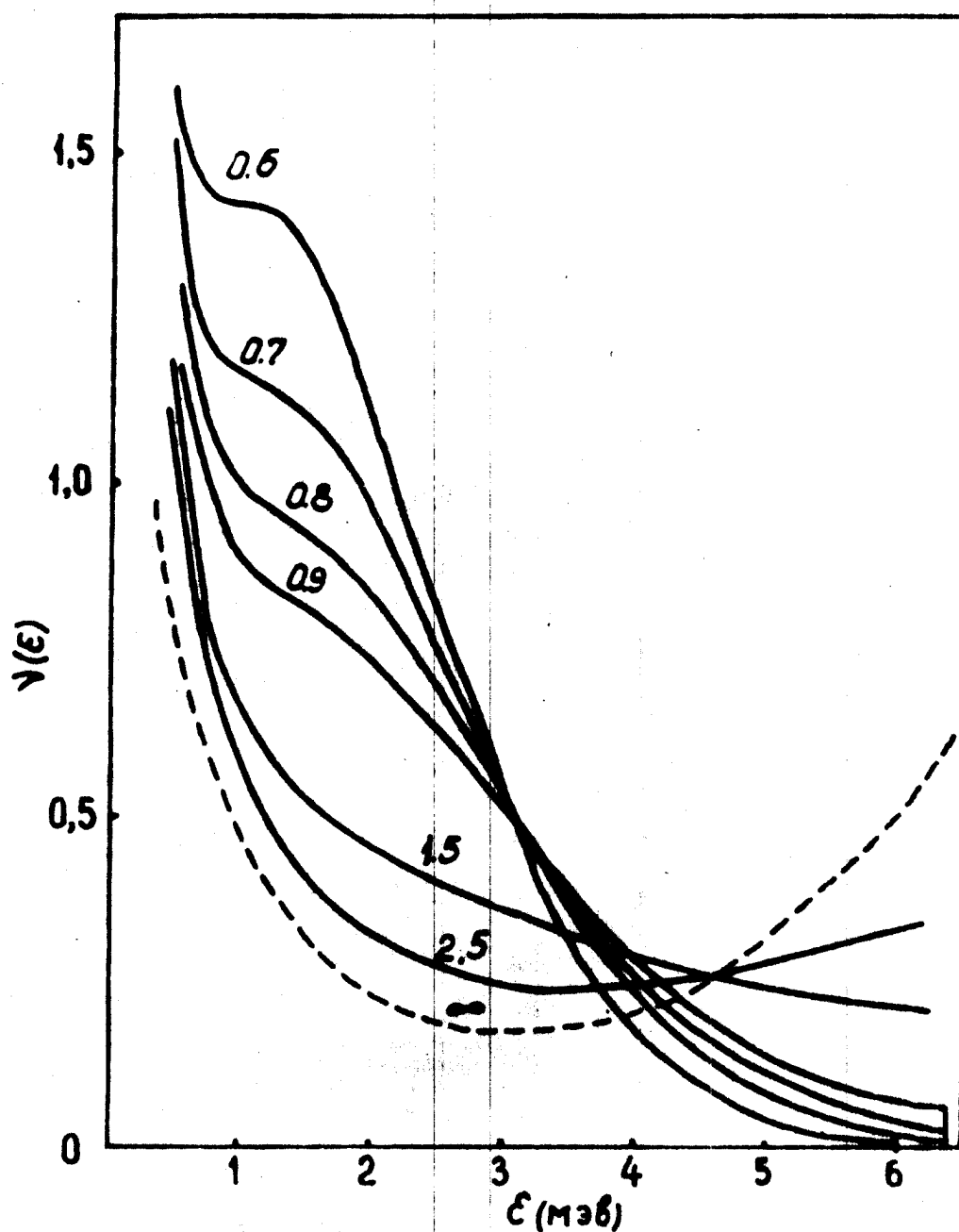


Рис.3. Спектры γ -квантов, рассчитанные для варианта I плотности уровней. Значение параметра τ (в Мэв) указаны на рисунке.

- 24 -

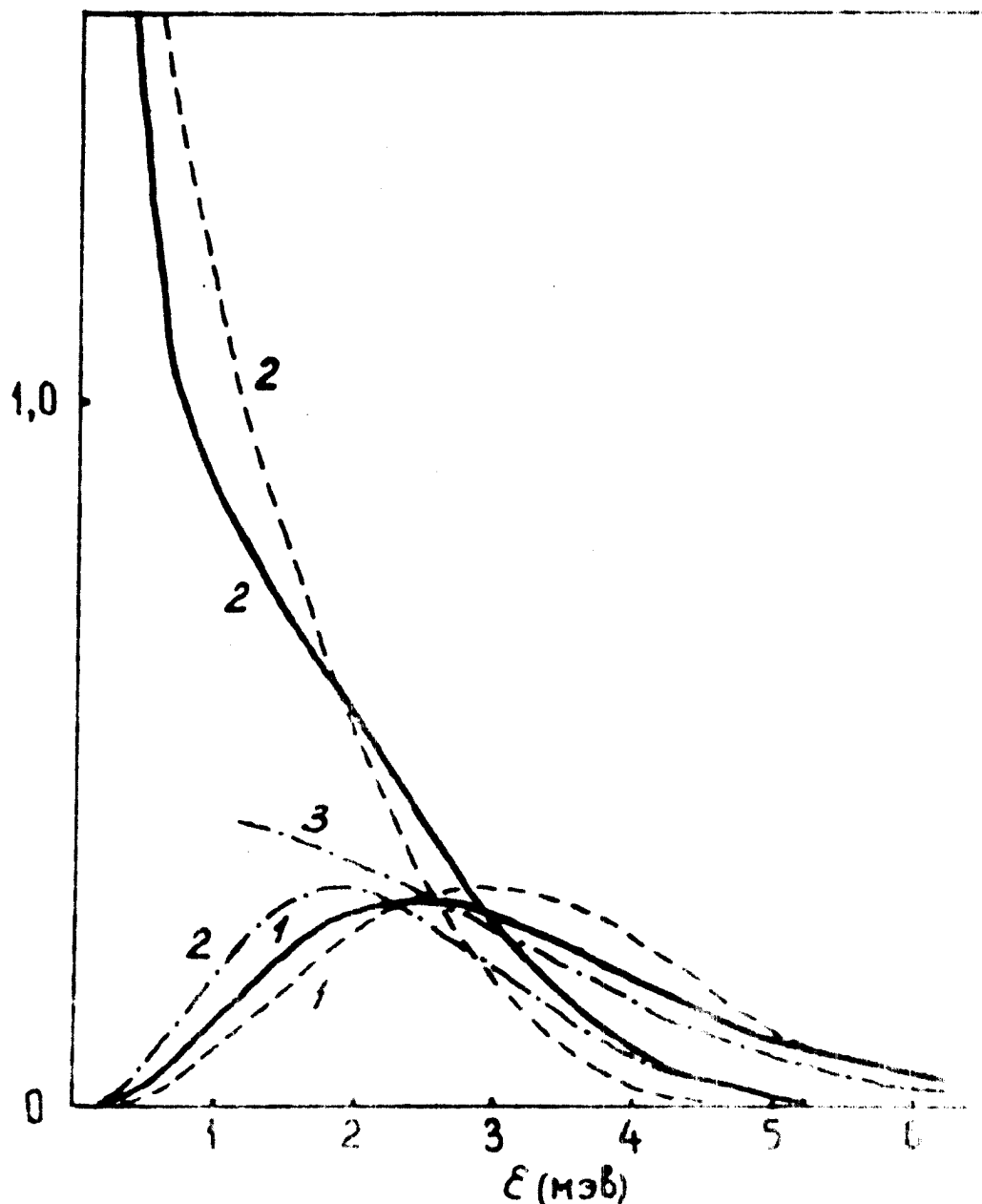


рис.5. Составные части полного спектра γ -излучения. Всплошные кривые соответствуют α -частицам с энергией α (энергии уровней ($Z=0,8$ Мэв), пунктирные — для α -частиц с энергией $\alpha = 15$ Мэв $^{-1}$), штрих-пунктирная кривая соответствует $\alpha = 0,5$ Мэв, $Z=0,8$ Мэв. Кривые, обозначенные индексом "1" — функции $\omega(u_0, E)$, индексом "2" — $\gamma_{\alpha}(E)$, индексом "3" — $\gamma_{\beta}(E)$.

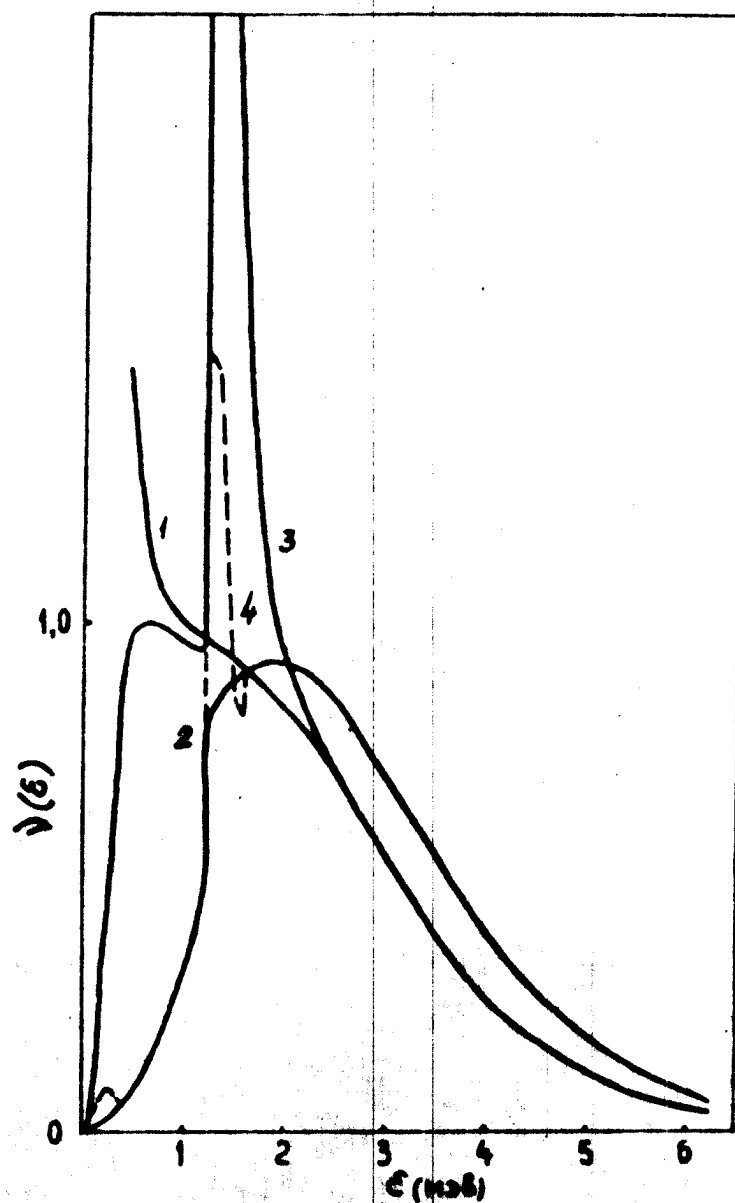


Рис.6. Спектры четно-четных ядер, рассчитанные для варианта I плотности уровней ($E = 0,8$ Мэв) при различных значениях α . Кривая 1 - $\alpha = 0$, 2 - $\alpha = 0,5$ Мэв, 3 - $\alpha = 1/400$ Мэв, 4 - взято в виде ступеньки (кривая I на рис.7) $\alpha_1 = 1/400$ Мэв, $\alpha_2 = 0,5$ Мэв, $\nu^* = 0,4$ Мэв.

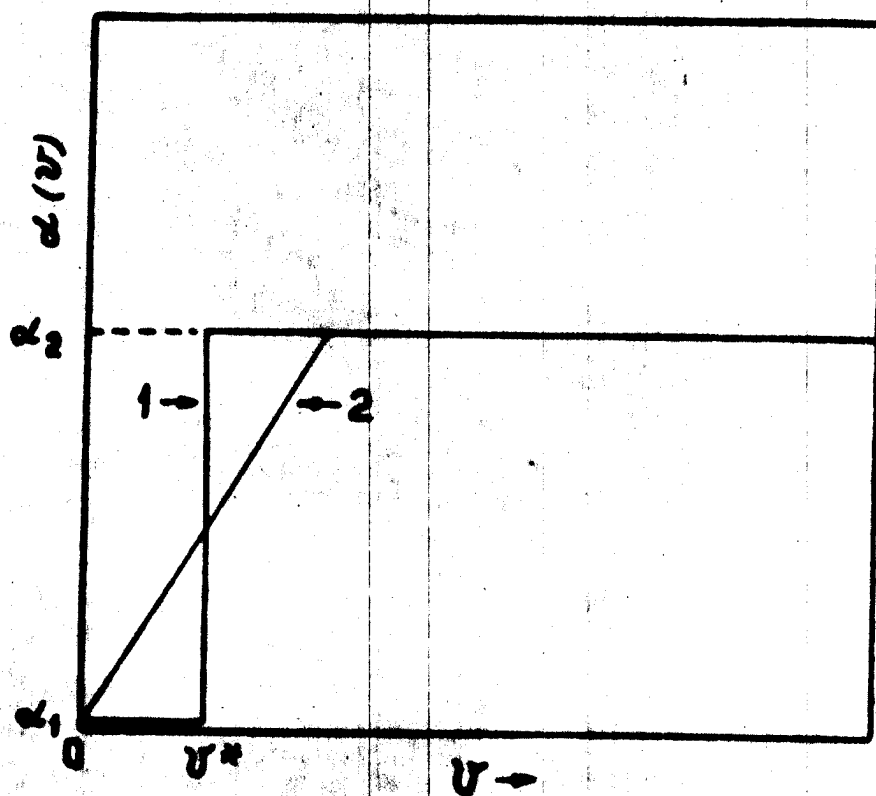


Рис.7. Два варианта функции $\alpha(u)$, для которых производилось вычисление спектров f -квантов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Л.В.Грошев, А.М.Демидов, В.Н.Луценко, В.И.Пелехов,
Доклады советской делегации на 2 Международной конференции по
мирному использованию атомной энергии, Ядерная физика, т.1,
стр.281, Атомиздат, 1958г.
2. Д.Блатт, В.Вайскопф, Теоретическая ядерная физика, гл.ХП, ИЛ,
Москва, 1954г.
3. Ядерная физика, под ред.Сегре, т.П, гл.1, ИЛ 1955г.
4. Л.В.Грошев, А.М. Демидов, В.И.Пелехов, в печати (пред.статья).
5. Л.В.Грошев, Б.П.Ахьяевич, А.М.Демидов,
Доклады советской делегации на Международной конференции по
мирному использованию атомной энергии, Физические исследования,
стр. 252, изд.АН СССР.
6. J.J.Murray, F.Boehm, P.Marmier, J.DuMont, Phys.Rev., 97, 1007 (1955).
G.Alaga, K.Alder, A.Bohr, B.Mottelson, Kong.Dan.Vid.Selsk. 29, 9 (1959).
7. Б.Ф.Давыдов, Л.К.Пекер, Схемы распада радиоактивных изотопов,
АН СССР, Москва, 1958.
8. T.Erikson, Nucl.Phys., II, 481 (1959)
9. H.W.Fullbright, N.O.Lassen, N.O.Roy Poulsen, Kong.Dan.Vid.Selsk.,
Mat.-Fys., 31, # 10 (1959).
10. B.L.Cohen, A.G.Rubin, Phys. Rev., III, 1568 (1959).
11. S.Belyaev, Kong.Dan.Vid.Selsk., 31, # 11 (1959)
12. V.Strutinski, Congr.Int.Phys.Nucl., (1958).

КАЗ-50, Зак. № 237, тир. 106 экз. 13/III-59 г.
Отв. за выпуск В.М.Струтинский.